PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1910. Redaktionsschluß für No. 3 am 24. Januar 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

M. de Broglie, Untersuchung über die gasförmigen Suspensionen. S. 33.

K. Fischer, Über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen Ringstromes. S. 39.

O. Lehmann, Die Selbstreinigung flüssiger Kristalle. S. 44.

R. Plank, Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase binärer Flüssigkeitsgemische. S. 49.

A. Schmidt, Ein photographisches Verfahren zur affinen Transformation bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis. S. 50.

E. Van Aubel, Über die Bildung von Ozon unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes. S. 53.

M. Mohs, Ein neues Drehspul-Zeigergalvanometer. S. 55.

W. H. Julius, Regelmäßige Folgen unregelmäßiger Brechung in der Sonne. S. 56.

W. H. Julius, Über den Ursprung des Lichtes der Chromosphäre. S. 70.

Besprechungen:

O. Manville, Neuere physikalische Entdeckungen. S. 72.

Bericht des Radioaktivitäts-Laboratoriums der Universität Madrid. I. S. 72.

Personalien. S. 72.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchung über die gasförmigen Suspensionen. (Etude sur les suspensions gazeuses)

Von Maurice de Broglie.

Wenn wir zusehen, wie die Stäubchen in einem Sonnenstrahl tanzen, so ist das weiter nichts, als daß wir die ultramikroskopische Methode mit seitlicher Beleuchtung auf die in der Luft in Suspension befindlichen Teilchen anwenden. Es ist bekannt, welche Fortschritte unsere Kenntnisse über die kolloidalen Lösungen dank diesem Beobachtungsverfahren gemacht haben, seit Zsigmondy, Cotton und Mouton und andere Forscher Anordnungen ersonnen haben, die dessen bequeme Anwendung gestatten.

Das unter dem Titel „Les ultramicroscopes" erschienene Werk der Herren Cotton und Mouton enthält zahlreiche Einzelheiten über die Beobachtung in flüssigen Medien. Hier sei einfach daran erinnert, daß man in diesem letzteren Falle durch Wägungen zu Schätzungen über die Dicke der Körnchen gelangt ist, die sich zwischen 3 $\mu\mu$ und 100 $\mu\mu$ bewegen, um nur von den ultramikroskopischen Suspensionen zu reden.

Wir wollen hier den Fall betrachten, daß das umgebende Medium ein Gas ist. Wir werden weiterhin sehen, welche Verschiedenheiten dieser Fall gegenüber dem Falle flüssiger Medien von dem uns interessierenden Gesichtspunkte aus bietet.

Puccianti und Vigezzi[1]) und später Zsigmondy[2]) haben gewisse Raucharten beobachtet. Im Tabaksrauch erhält man beispielsweise einen Lichtkegel, der sich bei schwacher Vergrößerung in eine sehr große Anzahl glänzender Punkte auflöst, deren allgemeines Verhalten die genannten Forscher beschrieben haben.

1) Puccianti e Vigezzi, Archivio di Fisiologia, 1904.
2) Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide, 1905.

Beobachtungsverfahren.

Schon das Vorhandensein eines sichtbaren Strahlenbündels deutet auf die Gegenwart suspendierter Teilchen hin und liefert vielleicht das empfindlichste Verfahren zu ihrem Nachweis. Bei Flüssigkeiten ist die Methode des zerstreuten Strahlenbündels empfindlicher als die ultramikroskopische Beobachtung; sie läßt die diskontinuierliche Natur des Mediums erkennen, wenn dieses zu wenig Körnchen enthält, als daß man sie leicht sehen könnte, oder wenn diese Körnchen einen Durchmesser haben, der zu gering ist (kleiner als 10 $\mu\mu$), als daß ihre Gesamtheit bei der stärksten zur Verwendung gelangenden Beleuchtung aufgelöst würde. Aus diesem Gedankengange heraus habe ich einen sehr einfachen Apparat hergestellt, der das Strahlenbündel eines Lichtbogens in einer von dem zu untersuchenden Gase durchströmten Röhre zu beobachten gestattet. Fig. 1 zeigt die Anordnung des Apparates. Diaphragmen ermöglichen im Verein mit dem Mattlack an der Innenwandung, die diffusen Reflexionen an den Wänden nach Möglichkeit zu vermeiden und auf schwarzem Hintergrunde zu beobachten. Dieses Verfahren gestattet, schon

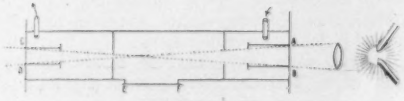


Fig. 1.

ohne Mikroskop, das Auftreten des Strahlenbündels zu verfolgen, es zu untersuchen und sich auf Grund der mehr oder minder blauen

Färbung, die es annimmt, eine Vorstellung von der Stärke der Körnchen zu machen. Wenn man beispielsweise Gas beobachtet, das durch eine Flüssigkeit hindurch geperlt ist, so sieht man, wie das Strahlenbündel, das bei destilliertem Wasser blau und schwach ist, bei konzentrierteren Lösungen weiß und intensiv wird.

Die ultramikroskopische Anordnung.

Die ultramikroskopische Anordnung besteht einfach in der Hinzufügung eines Mikroskops, das senkrecht gegen das Strahlenbündel gerichtet und auf dieses eingestellt ist (siehe Fig. 2). Das Gas, welches den Rauch enthält, ist dann in einem kleinen Glastrog mit ebenen Wänden enthalten.

Fig. 2.

Ich habe den Apparat dadurch vervollständigt, daß ich zu diesem Trog zwei einander gegenüberstehende Metallplatten hinzugefügt habe, zwischen denen man ein elektrostatisches Feld erregen kann[1]). Die ganze Vorrichtung wird in ein Bad von Vaselinöl eingetaucht, um in hinreichendem Maße die Störungen zu vermeiden, die durch die thermischen Konvektionsströme hervorgerufen werden[2]).

Der Glastrog kann folgende Abmessungen haben: eine Länge von einigen Zentimetern und einen quadratischen Querschnitt von 1 bis 2 Zentimetern Seitenlänge.

Für Versuche über die Ionen mit schwacher Beweglichkeit eignet sich ein Feld von 100 Volt cm sowie eine 20- bis 50fache lineare Vergrößerung. Das Lichtbündel muß zugleich intensiv und schmal sein. Wenn der Trog beispielsweise mit Tabakrauch gefüllt ist, so beobachtet man deutlich folgende Vorgänge:

Die Teilchen sind in Gestalt kleiner heller weißer Punkte sichtbar, die mit lebhafter Brownscher Bewegung begabt sind, und das Ganze bleibt unbeweglich, wenn die Bedingungen des thermischen Gleichgewichts verwirklicht sind, was sich leicht erreichen läßt.

Wenn man nun das Feld erregt, so sieht man einen Teil der Körnchen in der Feldrichtung, einen anderen Teil in entgegengesetzter Richtung wandern, während ein dritter Teil sich nicht fortbewegt. Das sind die positiven und die negativen großen Ionen und die neutralen Zentren.

Das Anlegen des Feldes hat die Wirkung, daß nach Verlauf kurzer Zeit die geladenen Zentren verschwinden, welche die Elektronenwände erreichen und dort haften bleiben. Man sieht in der Tat, daß nach einigen Minuten die ruhenden Teilchen die sind, die nicht dem Felde unterliegen.

Eine ganze Reihe interessanter Betrachtungen ergibt sich aus diesem Beobachtungsverfahren: Beispielsweise kann man die Beweglichkeit dadurch ohne weiteres messen, daß man die Zeit bestimmt, welche die Ionen brauchen, um im Gesichtsfelde des Mikroskops eine bekannte lineare Strecke zu durchlaufen; bei der Größenordnung der Erscheinungen ist diese Messung sehr wohl möglich.

Man kann die Verteilung der Zentren in der Nachbarschaft der Elektroden verfolgen, sowie die Fronten der Ionen, die sich in demselben Sinne vorwärts bewegen; man kann das Feld wechseln lassen und die Bahnen und die Oszillation der Zentren verfolgen; man kann endlich unmittelbar die Ursachen untersuchen, welche imstande sind, die suspendierten Teilchen zu laden (Radium, ultraviolettes Licht, Reibung usw.).

Wir werden weiter unten sehen, welche Anwendungen ich von der Anordnung habe machen können, um die Ladung der einzelnen Körnchen zu messen sowie um die Wirkungen des Radiums festzustellen. Hier sei nur soviel erwähnt: Wenn man daran denkt, daß man die elektrischen Eigenschaften der Gase, die sichtbare geladene Teilchen enthalten, aus denen der Gase ableiten kann, die den Röntgenstrahlen ausgesetzt sind, indem man einfach für die Träger der Ladung eine geringere Beweglichkeit voraussetzt, so kann man nicht umhin, darin einen indirekten, aber schlagenden Beweis zugunsten eben der Theorie zu erblicken, welche das Leitvermögen der Gase im allgemeinen auf Ionen von beiderlei Vorzeichen zurückführt, von denen jedes einzelne geladen ist, und die in ihrer Gesamtheit den Gesetzen der Elektrostatik gehorchen.

Wirkungen auf die Teilchen.

Wir wollen nun die verschiedenen Kräfte untersuchen, denen die in einem Gase suspendierten Teilchen unterworfen sein können.

1. Schwere. — Da ist zu allererst die Schwere. Die Kraft, welche hier auf ein als kugelförmig angenommenes Teilchen mit dem Halbmesser a wirkt, läßt sich darstellen durch

$$f = \frac{4}{3}\pi a^3 g (d - d'),$$

1) C. R. **146**, 1010, 1908.

2) Diese Vorsichtsmaßregel ist übrigens nicht unerläßlich.

wo d und d' die Dichten der Körnchen und des Mediums sind. Die Stokessche Formel, deren Gültigkeit heutzutage selbst für ganz kleine Halbmesser festzustehen scheint[1]), verbindet die an solch kleinen in einem Gase mit der inneren Reibung σ suspendierten Kugeln angreifende Kraft F mit der daraus sich ergebenden konstanten Geschwindigkeit v durch den Ausdruck

$$F = 6\pi\sigma a v.$$

Dieser Ausdruck nimmt im vorliegenden Falle die Form

$$v = \frac{2}{9}\frac{a^2 d g}{\sigma}$$

an, wenn man die Dichte des Gases vernachlässigt.

Der Fehler, den man dadurch begeht, daß man die Teilchen als kugelförmig annimmt, wird durch den Umstand herabgemindert, daß die Brownschen Bewegungen unaufhörlich ihre Richtung wechseln und dadurch auf die Ausschaltung der Dissymmetrien hinarbeiten.

Um eine bestimmte Vorstellung zu geben, teile ich hier in der Tabelle I die Werte von v für einige Werte von a mit; dabei ist

$$d = 1$$

und $$\sigma = 2 \times 10^{-4}$$

angenommen worden.

Tabelle I.

a	v in cm sec	Fallzeit für 1 cm
$10\,\mu = 10^{-3}$ cm	1,09	0.9 Sek.
$\mu = 10^{-4}$ cm	$1{,}09 \times 10^{-2}$	90 Sek.
$100\,\mu\mu = 10^{-5}$ cm	$1{,}09 \times 10^{-4}$	2 Std. 30 Min.
$10\,\mu\mu = 10^{-6}$ cm	$1{,}09 \times 10^{-6}$	mehr als 10 Tage

Von 100 $\mu\mu$ abwärts ist die Fallgeschwindigkeit winzig klein und bildet nur noch eine nebensächliche Ursache für die Vertikalverschiebung der Zentren.

2. Elektrisches Feld. — Die Teilchen können eine elektrische Ladung ε tragen; in diesem Falle unterliegen sie von seiten eines Feldes H einer Kraft von der Intensität $H\varepsilon$. Die Geschwindigkeit, welche die Ionen dann annehmen, ist nichts anderes als das Produkt aus ihrer Beweglichkeit K und dem numerischen Werte der Feldstärke H; sie wird gleichfalls durch die Stokessche Formel gegeben sein, die in diesem Falle die Gestalt

$$v = \frac{H\varepsilon}{6\pi a\sigma} = KH,$$

$$K = \frac{\varepsilon}{6\pi a\sigma}$$

annimmt.

Ich gebe in der nachstehenden Tabelle II für einige Werte von a die berechneten Werte für die Beweglichkeiten an.

Tabelle II.

a	K für $H = 1$ elektrostat. CGS-Einh./cm	K für $H = 1$ Volt/cm
$10\,\mu$	$1{,}06 \cdot 10^{-4}$	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$
μ	$1{,}06 \cdot 10^{-3}$	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$
$100\,\mu\mu$	$1{,}06 \cdot 10^{-2}$	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$
$10\,\mu\mu$	$1{,}06 \cdot 10^{-1}$	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$

Es ist klar, daß die Stokessche Formel ihre Anwendbarkeit verlieren muß, wenn die Teilchen den Abmessungen der Moleküle zu nahe kommen, und daß wir nicht versuchen dürfen, die Rechnung bis auf die kleinen Ionen auszudehnen, deren Beweglichkeit bekanntlich den Wert von 1,5 cm/sec in einem Felde von 1 Volt/cm erreicht.

Wenn das Feld ein Wechselfeld ist, so reduziert sich seine Wirkung auf eine Pendelbewegung von derselben Periode.

Wir werden weiter unten sehen, wie man erkennt, ob ein Teilchen eine einfache oder eine mehrfache Atomladung besitzt.

3. Molekularbewegung, Brownsche Bewegung und Diffusion. — Die suspendierten Teilchen unterliegen nicht nur der Schwere und der etwaigen Einwirkung eines elektrischen Feldes, sondern sie erleiden auch beständig seitens der Moleküle des Gases Stöße; diese heben sich auf, wenn ihre Anzahl in der Sekunde sehr groß ist, das heißt, wenn die Größe des Teilchens sehr beträchtlich ist.

Wenn diese Bedingung aufhört, erfüllt zu sein, so kann der Ausgleich zwischen den empfangenen Stößen nicht mehr erfolgen, und man beobachtet dann eine unaufhörliche unruhige Bewegung. Diese Erscheinung ist bekanntlich von Brown in flüssigen Suspensionen entdeckt worden; sie ist dann von Gouy untersucht worden. Gouy hat auf ihre volle Bedeutung hingewiesen und dargetan, daß man ihren Ursprung nicht auf äußere mechanische oder thermische Ursachen zurückführen darf; er hat dann die Vermutung ausgesprochen, daß man in ihr die Wirkung der Eigenbewegung der Moleküle erblicken müsse.

Die neueren Fortschritte der Molekulartheorie haben das Interesse an diesen Beobachtungen neu belebt. Man kann auf Grund kinetischer Betrachtungen die Amplitude der Brownschen Verschiebungen vorausbestimmen. Einstein hat tatsächlich eine quantitative Bestätigung der Theorie ermöglicht; er hat nämlich eine Formel angegeben, die uns vorauszusagen gestattet, wie groß nach einer gegebenen Zeit t das mittlere Quadrat Δ_x^2 der Verschiebung Δ_x eines kugelförmigen Teilchens in einer gegebenen Rich-

1) Perrin, C. R. **147**, 475, 1908.

tung x infolge der Brownschen Bewegung sein wird, und zwar als Funktion des Halbmessers a des Teilchens, des Koeffizienten σ der inneren Reibung des Mediums und der absoluten Temperatur T. Diese Formel lautet:

$$\overline{\Delta_x^2} = \frac{RT}{N} \frac{1}{3\pi\sigma a} \cdot t.$$

Hier ist R die Gaskonstante für ideale Gase, bezogen auf ein Grammolekül, und N die zugehörige Anzahl der Moleküle.

Während Einstein seine Formel auf Grund eines indirekten Verfahrens aufgestellt hat, hat V. Smoluchowski, von einer anderen Überlegung ausgehend, einen Ausdruck erhalten, der sich von dem erstgenannten durch den Faktor $\frac{64}{27}$ unterscheidet. Kürzlich hat dann Langevin[1]) auf Grund einer einfachen Beweisführung eine Formel aufgestellt, die mit der Einsteinschen identisch ist. Langevin stützt sich dabei nur auf zwei Grundlagen, die heutzutage als nahezu unzweifelhaft anzusehen sind, nämlich auf die Stokessche Formel und auf das Theorem der gleichmäßigen Verteilung der kinetischen Energie auf die Freiheitsgrade eines in thermischem Gleichgewichte befindlichen Systems.

Ehrenhaft[2]) hat aus Schätzungen mittels des Okularmikrometers Zahlenwerte erhalten, die er mit der Formel von Smoluchowski in Einklang gebracht hat. Ich habe eine festere Grundlage für die Messung dadurch zu erhalten gesucht, daß ich die in Bewegung begriffenen Teilchen zu photographieren versuchte. Bekanntlich ist es V. Henri gelungen, die Bewegungen gewisser Kolloide zu photographieren, die genügend groß waren, um in direktem Lichte sichtbar zu sein. Bei den Gasen kann man das Verfahren nicht mehr anwenden, und zwar wegen der Notwendigkeit seitlicher Beleuchtung und wegen des daraus folgenden Lichtmangels. Es ist uns glücklicherweise nach sehr langen Versuchen gelungen, die direkte Aufzeichnung der Bahnen der Brownschen Bewegung auf einer photographischen Platte zu erhalten; man braucht zu diesem Zwecke nur das Okular des Mikroskops in der Anordnung der Fig. 2 durch eine Kamera mit einer hochempfindlichen Platte (Lumière, violettes Etikett) zu ersetzen. Dieses Verfahren bietet den Vorteil, bei einer Expositionsdauer von 3 bis 4 Sekunden auf einmal die gesamte Bahn zu liefern. Diese Bahnen zeigen sich in Gestalt feiner gewundener Linien, die dort, wo die Bewegung langsamer geworden ist oder ihren Richtungssinn verändert hat, einen stärkeren Eindruck zeigen. Fig. 3 ist die schematisch gezeichnete Wiedergabe einer Aufnahme von Teilchen, deren mittlerer Halbmesser 5×10^{-6} cm beträgt. Wie man sieht, bestehen die Bahnen

Schema

Fig. 3.

im allgemeinen aus einem ununterbrochenen Linienzuge; da wir uns an der Grenze der Empfindlichkeit der Platte befinden, so sagt dies aus, daß die Geschwindigkeit niemals weit über ihren Mittelwert hinausgeht.

Wenn eine Bewegung des Ganzen vorliegt, so liefert das Mittel aus den Projektionen der Bahnen auf eine beliebige Achse eine Komponente nach dieser Achse, und man kann dann, wenn man diese von jeder Einzelprojektion abzieht, die von der Brownschen Bewegung allein herrührende Komponente erhalten.

Diffusion. — Wenn die suspendierten Zentren in dem Gase nicht gleichmäßig verteilt sind, so werden wir sie als große Moleküle eines fremden Gases betrachten und auf sie den Begriff der Diffusion zweier Gase ineinander anwenden können. Die Theorie der Diffusion führt bekanntlich zur Definition eines Koeffizienten, dessen theoretischer Ausdruck

$$D = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{6\pi\sigma a}$$

lautet. Die Ähnlichkeit zwischen dieser Formel und der Einsteinschen wird erklärlich, wenn wir bedenken, daß ja gerade der Stoß der Moleküle die Diffusion wie die Brownsche Bewegung hervorruft, und daß sogar die eine die Folge der anderen ist.

Infolge der Adhäsion, welche die Teilchen in der Nähe der festen Oberflächen zurückhält, wird das Gas in der Nähe der Wände ärmer an Teilchen; die Diffusion sucht dann die Homogenität herzustellen, und infolge dieses Mechanismus werden nach und nach sämtliche Teilchen abgesetzt. Mit welcher Geschwindigkeit wird dieses Verschwinden erfolgen? Führt

1) C. R. **147**, 530, 1908.
2) Wien. Ber. 1907.

man die Rechnung für eine Suspension durch, die von einer Kugelfläche mit dem Halbmesser r begrenzt wird und zu Anfang in der Volumeneinheit N_0 Zentren in gleichförmiger Verteilung enthält, so gelangt man zu der Formel:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{6}{\pi^2} e^{\frac{\pi^2 D t}{r^2}};$$

in dieser Formel ist N die Gesamtzahl der nach Ablauf der Zeit t suspendierten Zentren, D ist der Diffusionskoeffizient. Durch ihn wird $\frac{N}{N_0}$ eine Funktion von a. Die folgende Tabelle III gibt für verschiedene Werte des Halbmessers a der in einer Kugel von 1 cm Halbmesser enthaltenen Teilchen die Zeit t an, nach deren Ablauf die Anzahl der Teilchen auf ein Viertel des Anfangswertes abgenommen haben würde.

Tabelle III.

a	t in Sekunden
μ	10^6 ($= \sim 10$ Tage)
100 $\mu\mu$	10^5 ($= \sim 1$ Tag)
10 $\mu\mu$	10^4 ($= \sim 2^3/_4$ Std.)

Diese Zeiten sind zu lang, als daß man das Gas während ihrer Dauer als vollkommen unbeweglich annehmen könnte. Die Ablagerung an den Wänden wird durch jegliche Bewegung des Gases, durch die Schwere und durch die elektrischen Einwirkungen befördert und wird daher viel rascher erfolgen.

Ich habe versucht, den Diffusionskoeffizienten zu bestimmen, zu dem man nach einer Methode gelangen kann, die sich von der Methode herleitet, die Townsend für die kleinen Ionen angewandt hat. Man vergleicht die Leitfähigkeiten vor und nach dem Durchgang durch einen Diffusionsapparat, der von 250 Kapillarröhren von 50 cm Länge besteht. Die Zahlenwerte, zu denen man dabei gelangt, können nicht als wahres Maß angesehen werden, weil die Methode zu wenig empfindlich ist, wenn die zu messende Zahl klein ist (D ist kleiner als $^1/_{100\,000}$). Nichtsdestoweniger läßt sich feststellen, daß der Diffusionskoeffizient annähernd proportional der Beweglichkeit ist.

Was nun die Wiedervereinigungen zwischen den Zentren mit Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens angeht, so ist leicht ersichtlich, daß selbst dann, wenn man eine sehr viel größere Ladung voraussetzt als die Ladung des Atomes, sie nur die Folge des Zufalls sein können, etwa der Zusammenstöße der neutralen Teilchen, denn die bei den mittleren Entfernungen der Körnchen auftretenden Anziehungskräfte sind äußerst schwach.

Halbmesser und Ladung der Teilchen.

Messung des Halbmessers der Teilchen. — Den Halbmesser der Teilchen könnte man mit dem Mikrometer bestimmen, wenn sie nicht zu klein sind. Wenn sie aber dem Werte der Lichtwellenlänge nahekommen, so werden die Mikrometerbestimmungen infolge der von Abbe untersuchten Beugungserscheinungen durchaus unsicher. Es bleiben zwei Hilfsmittel zu unserer Verfügung:

1. Wenn die Körnchen genügend groß sind, um eine merkliche Fallgeschwindigkeit zu haben, so werden uns die Messung dieser Geschwindigkeit und die Anwendung der Stokesschen Formel gestatten, den Halbmesser zu berechnen, vorausgesetzt, daß wir die Dichte kennen; allerdings läßt sich ein genauer Wert für diese letztere Größe wegen unserer Unkenntnis über die Konstitution der Körnchen schwer erreichen.

2. Wenn die Teilchen kleiner sind, so haben sie eine ausgesprochene Brownsche Bewegung; dann kann man mit Hilfe der photographischen Aufzeichnung und der Einsteinschen Formel ihren Halbmesser a erhalten.

Diese Beziehung kann man in der Form

$$a = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{3\pi\sigma\Delta^2}$$

schreiben; dann liefert sie allerdings a, wenn man Δ^2 kennt, und diese letztgenannte Größe ist das Quadrat der mittleren Verschiebung eines Teilchens in einer beliebigen Richtung während der Zeit t. Man kann sie an einer Vergrößerung der gewonnenen Aufnahmen unmittelbar messen. Die Zahlenwerte, die ich angeben werde, beziehen sich auf Teilchen von Tabakrauch, die durch das von ihnen seitlich zerstreute Licht auf eine photographische Platte einzuwirken vermögen.

Als Mittelwert von Δ während einer Sekunde ergab sich aus einer großen Anzahl von Messungen:

$$\Delta = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}.$$

Nimmt man für $\frac{RT}{N}$ den Wert $3{,}4 \cdot 10^{-14}$ an, der sich aus den neuesten Bestimmungen (J. Perrin) ergibt, sowie für σ den Wert $1{,}8 \cdot 10^{-4}$, so ergibt die Einsteinsche Formel:

$$a = 4{,}9 \cdot 10^{-6}.$$

Diesen Zahlenwert habe ich für die Messung der Ladung e benutzt.

Messung der Einzelladung der Zentren. — Wir haben gesehen, daß ein Teilchen mit dem Halbmesser a, das die Ladung ε trägt, in einem Felde H die Geschwindigkeit

$$v = \frac{H\varepsilon}{6\pi\sigma a}$$

annimmt. Da aus den vorstehend beschriebenen Methoden a bekannt ist, so wird die Messung von v uns den Wert von ε liefern.

Ehrenhaft[1]) hat a aus der Fallgeschwindigkeit und aus mikrometrischen Messungen des Durchmessers bestimmt und

$$a = 3 \cdot 10^{-5}$$

gefunden; das ergibt:

$$e = 4{,}6 \cdot 10^{-10}.$$

Wir haben für die Teilchen, deren Halbmesser wir weiter oben angegeben haben ($a = 4{,}9 \cdot 10^{-6}$), die Ladung

$$e = 4{,}5 \cdot 10^{-10}$$

gefunden.

Diese Zahlen lehren, daß die betrachteten Körnchen die Ladung eines Atomes tragen und somit den durch die Röntgenstrahlen hervorgerufenen Ionen analog sind, nur daß sie eine viel geringere Beweglichkeit haben. Diese Tatsache hätte man, wie wir alsbald sehen werden, auf Grund des Umstandes a priori voraussagen können, daß die Strahlung des Radiums die Beweglichkeit der betrachteten Zentren nicht verändert; wir müssen sie als eine experimentelle Bestätigung der Formeln von Stokes und von Einstein betrachten.

Eine weitere Messungsreihe an größeren Teilchen führte (immer mit Hilfe photographischer Aufzeichnung und der Einsteinschen Formel) zu einem mittleren Halbmesser $a = 10^{-5}$ cm und zu einer Ladung vom mehrfachen Betrage von e. Dieses Resultat läßt sich durch die Annahme erklären, daß ein bereits geladenes Teilchen fähig ist, eine neue Ladung vom gleichen Vorzeichen anzuziehen, und zwar trotz der gegenseitigen Abstoßung, wenn es so groß ist, daß wir es so auffassen dürfen, als sei es wie ein kleiner Leiter der Influenz unterworfen.

Mehrfache Ladungen. — Es ist interessant, die Beweglichkeit der in einem Gase suspendierten Teilchen bei Anwesenheit einer ionisierenden Strahlung, etwa der Radiumstrahlung, zu messen. „Man findet dann nämlich Ergebnisse, die sich sehr einfach durch folgenden Mechanismus erklären lassen[2]): Die kleinen Ionen von beiderlei Vorzeichen, die durch die Strahlung in dem Gase erzeugt werden, suchen durch Wiedervereinigung die vorhandenen großen Zentren zu laden und zu entladen, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellt.

Wenn die Zentren ursprünglich neutral waren (man kann solche sehr leicht erhalten, wenn man einen ganz wenig feuchten Körper erwärmt), so lädt sich, wenn sie dem Radium ausgesetzt werden, eine gewisse Anzahl mit jedem Vorzeichen, und zwar ist der Wert der Ladung ε die Atomladung e, wie man experimentell sieht, und wie man es übrigens auch aus dem Mechanismus des Vorganges voraussagen könnte. Wenn die Zentren mit beiden Vorzeichen geladen sind und nur einmal die Atomladung besitzen, so wird durch den Einfluß des Radiums eine gewisse Anzahl von ihnen in den neutralen Zustand zurückgebracht und die Ladung der übrigen nicht verändert. Wenn schließlich die Zentren mehrfache Ladungen besitzen, so besteht die Wirkung des Radiums darin, sie auf die Gleichgewichtsladung zu bringen. Das zeigt sich unmittelbar durch eine proportionale Abnahme der Beweglichkeit. Wenn die Messung der letztgenannten Größen eine bestimmte Bedeutung haben soll, muß man also wissen, ob man es mit mehrfachen Ladungen zu tun hat oder nicht.

Als Beispiel für sehr feine und neutrale Stäubchen seien die erwähnt, die man erhält, wenn man einen wenig feuchten Körper etwas erwärmt. Man kann dabei Zentren erhalten, welche das Licht wenig zerstreuen und mit sehr lebhafter Brownscher Bewegung begabt sind. Wenn man sie mittels Radium lädt und ihre Beweglichkeit mißt, so erhält man aus der Stokesschen Formel einen Halbmesser, der nicht mehr als 3 bis 5 $\mu\mu$ beträgt.

Zigarettenrauch enthält positive, negative und neutrale Zentren, deren Halbmesser sich zwischen 30 und 300 $\mu\mu$ bewegen können. Die Rauchteilchen von Salpeterpapier sind gleichfalls geladen und oft sehr fein und sehr homogen. Dasselbe gilt für die Staubteilchen, mit denen sich die Gase beladen, die nahe an einem elektrischen Fünkchen vorbeistreichen.

Die Rauchteilchen von Salmiak sind neutral und verhältnismäßig groß. Die Stäubchen, die man erhält, wenn man Kristalle (Seesalz) zerspratzen läßt oder die man in den Gasen findet, die durch konzentrierte Lösungen hindurchgesprudelt sind, sind sämtlich geladen und führen mehrfache Ladungen, die bis zu 30 bis 50 e betragen können. Sie entstehen durch Zerreißungen der Oberfläche.

Die Anzahl der im Rauch enthaltenen Zentren kann sehr beträchtlich sein. Im Tabakrauch von mittlerer Dicke kann man sie zu Zehnmillionen im Kubikzentimeter zählen; das ergibt einen mittleren Abstand von der Größenordnung 50 μ.

Bei der Behandlung von Rauch muß man eine Fehlerquelle vermeiden: Man muß natürlich

1) Diese Zeitschr. 10, 308, 1909.
2) Siehe Le Radium 4, 259, 1907.

den Rauch von dem Orte, wo man ihn erzeugt hat, in den Trog schaffen, in dem man ihn untersuchen will. Wenn nun die Kerne groß sind, und man das Gas, das sie enthält, zu heftig durch eine Glasröhre oder einen Kautschukschlauch hindurchtreibt, so können sie sich durch Reibung an den Wänden nach demselben Mechanismus laden, den man bei Herstellung der Lichtenbergschen Figuren benutzt. Derselbe Übelstand ist bei feinem Staub weniger zu befürchten, zweifellos deshalb, weil die Kerne, welche die Wandung berühren, sich nicht wieder von ihr trennen und aus der Suspension ausscheiden. Jedenfalls wird man gut daran tun, das Umfüllen sanft zu bewerkstelligen. Daß man vollkommen neutralen Rauch erhalten kann, zeigt übrigens, daß es ziemlich leicht gelingt, den Einfluß der Reibung zu vermeiden.

Schlußfolgerungen.

Fassen wir das Vorstehende zusammen, so ergibt sich folgendes: Der Rauch, der sich in einem Gase suspendiert finden kann, und der nicht allzu schnell infolge der Schwere ausfällt, setzt sich aus Körnchen zusammen, die man im Ultramikroskop sehen kann, und deren Halbmesser sich zwischen einigen $\mu\mu$ und einigen Hundert $\mu\mu$ bewegt. Diese Teilchen sind mit Brownschen Bewegungen begabt, die man photographisch aufzeichnen kann; die Amplitude dieser Bewegungen hängt mit der Größe der Teilchen durch eine Beziehung zusammen, die, wie die Erfahrung lehrt, der Formel von Einstein entspricht.

Unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes erweisen sich diese Teilchen als neutral oder als mit beiderlei Vorzeichen geladen, und sie verhalten sich in jeder Hinsicht wie Ionen mit geringer Beweglichkeit. Die Ladung ist in sehr vielen Fällen der Atomladung gleich und kann das Mehrfache dieses Wertes erreichen; dann kann man sie auf die Einheit bringen, indem man im Innern des Gases kleine Ionen erzeugt.

Die gasförmigen Suspensionen ähneln den flüssigen insofern, als in beiden Fällen die Brownsche Bewegung der Körnchen der Einsteinschen Formel folgt, und zwar trotz der Verschiedenheit der mittleren Weglänge; diese letztere ist in den Flüssigkeiten klein gegenüber der Größe der Teilchen und kann in den Gasen diesen Wert übersteigen. Die beiden Prinzipien, auf welche die Einsteinsche Formel aufgebaut ist, scheinen übrigens in beiden Fällen gültig zu sein.

Aber abgesehen von den Unterschieden, die sich aus den geringen Werten für die Dichte und für die innere Reibung der Gase ergeben[1]), unterscheiden sich die Suspensionen in gasförmigen Medien von den kolloidalen Lösungen dadurch, daß sie gleichzeitig positive und negative Ladungen und neutrale Teilchen enthalten können.

1) Und ohne zwischen so verschiedenen Verhältnissen Vergleiche anstellen zu wollen.

(Nach Le Radium **6**, Juli, 1909, aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. November 1909.)

Über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen Ringstromes.

Von Kuno Fischer.

§ 1. In die Primärspule einer „Teslaanordnung" bringen wir eine evakuierte Röhre, in der ein Druck von einigen Zehnteln mm Hg herrscht. Werden durch die Primärspule hochfrequente und hochgespannte Teslaschwingungen geschickt, so leuchtet das evakuierte Gefäß auf. Die Lichterscheinung ist ein ringförmiges Gebilde, dessen Achse derjenigen der Primärspule parallel liegt.

Wir nennen die Erscheinung mit J. Stark „elektrodenlosen Ringstrom" (vgl. J. Stark, Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 412[1]).

Zweck der vorliegenden Arbeit ist der Versuch, auf experimentellem Wege zu entscheiden, ob der elektrodenlose Ringstrom seine Erscheinungsbedingungen in elektrodynamischen oder in elektrostatischen Vorgängen hat, oder ob dritten Falles beide Arten von Vorgängen gemeinsam sein Auftreten bedingen.

§ 2. Um einen möglichst zuverlässigen Leitfaden für die experimentelle Prüfung zu gewinnen, betrachten wir zunächst die Ergebnisse früherer Beobachtungen. Auf Grund derselben kann man wohl die folgenden vier „Entladungstypen" unterscheiden.

Typus I: Ein hochfrequentes radiales elektrisches Wechselfeld, das von einem Punkt ausgeht. Ein Magnetfeld fehlt.

1) Ein genaues Verzeichnis der bis 1902 erschienenen Arbeiten finden wir bei J. Stark, Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 150. Hier kommen hauptsächlich in Frage: J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 32, 1891; Graetz, Physik. Revue, Stuttgart 1891, 212 ff., 345 ff.; E. Lecher, diese Zeitschr. **4**, 32, 1902; Wien. Sitzungsber. **112**, IIa, 994 ff.; diese Zeitschr. **5**, 179, 1904; A. Steiner, Wien. Sitzungsber. **113**, IIa, 403 ff.; J. Härdén, diese Zeitschr. **5**, 74 ff., 1904; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **62**, 603, 1897; H. Ebert u. E. Wiedemann, Wied. Ann. **48**, 549, 1892; **49**, 1, 1893; 50, 1, 221, 1893; **62**, 182, 1897; B. Davis, Phys. Rev. **20**, 129, 1905.

Typus II: Ein hochfrequentes zylindrisches elektrisches Wechselfeld, umschlossen von einem zyklischen magnetischen Wechselfeld, das wesentlich außerhalb der Entladungsröhre liegt.

Typus III: Ein hochfrequentes zylindrisches elektrisches Wechselfeld, umschlossen (vor allem in seinem mittleren Teile) von einem zyklischen magnetischen Wechselfeld, das innerhalb der Entladungsröhre liegt.

Typus IV: Ein hochfrequenter zyklischer elektrischer Stromkreis erzeugt ein zylindrisches magnetisches Wechselfeld, das innerhalb der Entladungsröhre liegt.

Die vier Typen sind auf Grund der folgenden Arbeiten aufgestellt.

a) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. **62**, 603, 1897: „Über Kathodenstrahlen". Die Forscher legen die eine der Endkugeln E eines einmal überbrückten Lechersystems an eine evakuierte Glaskugel G. Dann treten von der Berührungsstelle der Kugel E gegen G geradlinige Kathodenstrahlen von der Glaswand aus in das Vakuum. Die Strahlen bilden einen Kegelmantel.

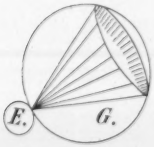


Fig. 1.

Die danach entstehende Entladungsform nennen wir Typus I.

b) E. Wiedemann und H. Ebert, Wied. Ann. **50**, 1 u. 223, 1893. Parallel zu den Seiten

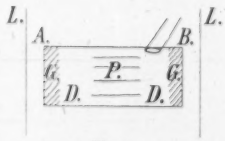


Fig. 2.

A und B eines zylindrischen Gefäßes liegen die Endplatten eines dreifach überbrückten Lechersystems. Treten hochfrequente Oszillationen durch das Gefäß hindurch, so bilden sich im Gase die gezeichneten Entladungspartien: G Glimmlicht, D Dunkelraum, P positives Licht. Mit fortschreitender Verdünnung dringen G und D immer mehr vor, um schließlich P zu vernichten.

Die so entstehende Entladungsform nennen wir Typus II.

c) Im Anschlusse an Hittorfs Beobachtungen über die Verbreitung des Glimmlichtes auf der Kathode bei abnehmendem Gasdrucke untersuchten H. Ebert und E. Wiedemann: „Das Verhalten von isolierten Leitern in einem elektrischen Hochfrequenzfelde — Entwicklung des Glimmlichtes an demselben."

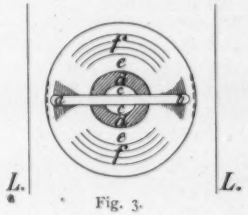


Fig. 3.

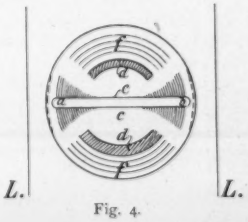


Fig. 4.

In den Fig. 3 und 4 liegt zwischen den Endplatten eines Lechersystems eine Glaskugel, die in ihrem Innern einen Metallstab $a\,b$ trägt. An den Stellen a und b tritt blaues Glimmlicht auf (hier steil schraffiert). Mit fallendem Drucke rückt das Glimmlicht nach der Mitte des Stabes vor, läßt aber auch bei kleinen Drucken die Mitte desselben frei. Dort wölbt sich über dem Dunkelraum c immer deutlicher

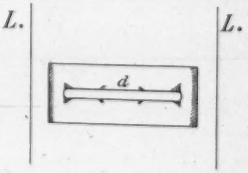


Fig. 5.

ein positives Licht d. Auf d folgt ein zweiter Dunkelraum c, über dem ein zweites positives

Licht f liegt. Mit fallendem Druck geht Fig. 3 über in Fig. 4. (Wied. Ann. **50**, 226, 1893.) In Zylinderrohren bildet sich zunächst bei hohen Drucken an den verschließenden Platten ein Kegelmantel blauen Glimmlichtes, der nach den Stabenden konvergiert (ca. 50 mm Hg Druck). Die weitere Entwicklung geben Fig. 6 und 7.

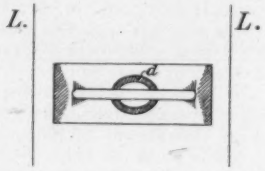


Fig. 6

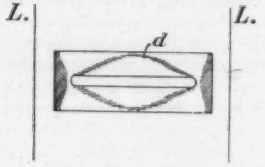


Fig. 7.

Das positive Licht wird immer bedeutender. S. 179. „Bei Anwendung eines Glasstabes allein im Rohr trat nichts von den geschilderten Erscheinungen oder doch nur sehr wenig Bemerkenswertes ein." In Fig. 8 ist der Metallstab ersetzt durch einen Zylinder aus Drahtnetz. Die Vorgänge entwickeln sich wie am Metallstab, nur erhalten wir hier noch einen zweiten positiven Lichtbogen d_i, der sich analog dem äußeren d_a ausbildet.

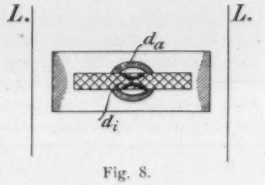


Fig. 8.

Wir nennen die Entladungsform der Fig. 6 Typus III.

d) Den nächsten Typus gibt die Arbeit von J. Härdén, diese Zschr. **5**, 75, 1904. Dieselbe zeigt, daß im Vakuum durch reine Induktion ein Leuchten zustande kommt, wenn von einem elektrostatischen Effekt auf das leuchtende Rohr nicht die Rede sein kann.

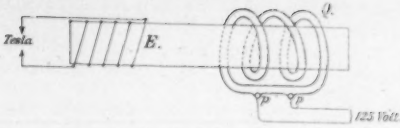


Fig. 9.

Um eine Röhre E laufen hochfrequente Schwingungen, erzeugt durch eine Teslaanordnung. Wird E mit einem magnetisierbaren Pulver, Fe_3O_4 mit ca. 20 Proz. Fe alcohole reductum gefüllt, schwingen also längs der Achse der Spirale Q [1]) dichte Magnetkraftlinien, so setzt zwischen $p\,p$ ein Lichtbogen ein bei einer angelegten Spannungsdifferenz von 125 Volt, während ohne Erregung der Schwingungen, oder wenn der Kern von E nicht magnetisierbar ist, 500 Volt nur ein schwaches, grünes Licht erzeugen. Wir haben hier im Innern der Entladungsspule Q ein zylindrisches Magnetwechselfeld, das um sich herum ein zyklisches elektrisches Wechselfeld induziert.

Mit Hilfe einer Versuchsanordnung, die nur einen der gewonnenen Typen liefert, deren Bedingungen demnach einfache und eindeutige sind, kann entschieden werden, ob die Erscheinungsbedingungen einer Entladungsform elektrostatischer oder elektrodynamischer Art sind.

Auf Grund der vorhergehenden Reduktion der Erscheinungen ergeben sich die folgenden Bemerkungen über die den elektrodenlosen Ringstrom behandelnden früheren Arbeiten.

Das Resultat der Lecherschen Untersuchungen ist das folgende:

„Der elektrodenlose Ringstrom erscheint in den meisten Fällen als Täuschung; derselbe ist eine durch Impedanz hervorgebrachte Nebenentladung der elektrischen Schwingungen. Für die Existenz wirklicher elektrodenloser Ringströme sprechen nur einige wenige Versuche von J. J. Thomson, deren weitere Durcharbeitung wünschenswert wäre."

Die Resultate der Untersuchungen, die sich direkt auf die Wirkungen der Impedanz beziehen, fassen E. Lecher und A. Steiner zusammen in folgende drei Sätze (diese Ztschr. **5**, 180, 1904):

1. „Durch Impedanz entsteht zwischen Anfang und Ende der Spule eine große hin- und herschwankende Potentialdifferenz; schon dadurch wird neben der starken Ionisierung des

1) Q ist eine in sich geschlossene evakuierte Spirale aus Glasrohr. $p\,p$ sind zwei an Q angeblasene Hg-Näpfchen.

Gases ein Hin- und Herströmen der Elektrizität im Vakuum bewirkt.

2. Diese Lichterscheinung wird durch die magnetischen Kräfte der Spule gegen den Rand des Gefäßes gedrängt.

3. Wahrscheinlich findet nun noch eine weitere Steigerung des Lichtphänomens durch die eigentlichen Induktionsströme statt, welche aber nur in besonders stark ionisierten Gasen auftreten können."

Bei den Beobachtungen, welche Tesla (vgl. De Fodor, Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl, Wien 1894, S. 255 ff.) gegen die Auffassung, daß der Thomsonsche Ring seine Entstehung nur der Induktion verdankt, anführt, handelt es sich durchweg um Erscheinungen vom Typus I.

Die Wirkung der Impedanz, die natürlich bei einer mehrfach gewundenen Spule auftritt, bedingt ohne Zweifel eine Entladungsform, die zum Typus I gehört.

Eine unzweideutige Aufklärung über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen Ringstromes vermögen die angeführten Arbeiten nicht zu geben.

Auf den Lecherschen Einwand hin, daß Impedanz bei der Entstehung des elektrodenlosen Ringstromes eine wesentliche Rolle spiele, wickelt B. Davis in einer zweiten Arbeit über den Ringstrom (Phys. Rev. **20**, 129, 1905) die Spule in einer Ebene als Spirale um das Entladungsrohr herum. Es tritt eine ringförmige Entladungsform ein. Die bei dem Typ. IV verwirklichten Versuchsbedingungen erzeugen also einen reinen Ringstrom.

Ebenso wird auch die Versuchsanordnung von J. J. Thomson aufzufassen sein.

§ 3. Wenn wir in einem stark verdünnten Gase ein Magnetfeld hoher Frequenz haben — wir nehmen der Einfachheit halber ein zylindrisches an —, so induziert dieses um sich herum ein zyklisches elektrisches Wechselfeld. Ist die Feldstärke dieses induzierten Wechselfeldes genügend groß, so können spontan im Gase vorhandene Elektronen, die mit genügender Geschwindigkeit den elektrischen Kraftlinien folgen, durch ihren Stoß die neutralen Moleküle resp. Atome des Gases ionisieren. Der elektrodenlose Ringstrom würde dieser Auffassung zufolge eine wesentlich elektrodynamische Erscheinung sein.

Dafür sprechen die im vorhergehenden erwähnten Versuche von J. J. Thomson, J. Härdén und B. Davis. Zu einem anderen Beweise für die Richtigkeit der Auffassung führt die Überlegung, daß bei einem Drahte, der von schnellen elektrischen Schwingungen durchzogen wird, in den Bäuchen die Bedingungen für den elektrodenlosen, elektrodynamischen Ringstrom gegeben sind, während an anderen Stellen andere Formen der Entladung auftreten müssen. (Vgl. Typ. III.)

§ 4. Der elektrodenlose Ringstrom wurde erzeugt in Luft, die durch mehrere Trockenflaschen mit H_2SO_4 in die Anlage einströmte und dann noch über vier sehr umfangreichen P_2O_5-Gefäßen längere Zeit vor den Versuchen stand. (Nur in wirklich trockenen Gasen erhält man einen schönen, glänzenden Ringstrom.)

Zum Evakuieren diente eine Toepler-Hagen-Pumpe. Die Drucke wurden gemessen mit einem großen Mc-Leod-Manometer.

Von einer Anlage zur Kühlung mit flüssiger Luft wurde zunächst kein Gebrauch gemacht, da die Anwesenheit von Fett- und Quecksilberdampf für eine qualitative Untersuchung bedeutungslos erschien. Das Entladungsgefäß war eine Zylinderröhre von 35 cm Länge und 4,5 cm innerer Weite. Auf die beiden abgeschliffenen Enden waren mit Siegellack ebene Glasplatten gekittet.

Das Schema des Trägers der elektrischen Oszillationen gibt beistehende Figur 10. L_1 L_2 waren zwei isoliert aufgestellte Leidener Flaschen mittlerer Größe. In der Drahtschleife S, die fast zu einem Kreise geschlossen war und der Funkenstrecke F möglichst nahe lag, hing

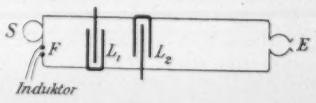


Fig. 10.

frei an einer Glasröhre, die nach der übrigen Anlage mit dem verdünnten Gase hinüberreichte, das Entladungsgefäß mit seiner Achse parallel zur Achse von S. Die Funkenstrecke F bildeten zwei Zinkkugeln von 2 cm Durchmesser in 5—10 mm Abstand. „Der offene Sender" wurde aufgeladen durch einen Induktor, dessen Primärspule mit Wechselstrom von ca. 7 Amp. beschickt wurde. Die Wechselstrommaschine hatte bei Leerlauf etwa 120 Wechsel pro sec und 120 Volt Klemmspannung. Die Drahtleitung des Senders war möglichst kurz und mit möglichst wenig Windungen angelegt; sie bestand aus starkem, isoliertem Kupferdraht. Die beiden Enden E des Senders waren zu Halbkreisen gebogen, die die Röhre (bei einem Abstand ihrer äußersten Spitzen von ca. 1 cm) eng umschlossen[1]). Die Halbkreise

[1]) Wenn in E ein reiner Spannungsbauch liegen soll, dürfen an den Drahtenden keine Sprühentladungen stattfinden. Aus diesem Grund waren die äußersten Spitzen von E rückwärts gebogen.

wurden dauernd in ihrer Lage festgehalten durch zwei hohe Hartgummisäulen. So konnte der Sender Gestalt und Schwingungszahl nicht ändern. Induktor und Sender waren auf einem Schlitten montiert, so daß das an seinem Platze verbleibende Entladungsrohr einmal in die Schleife S, einmal zwischen die Halbkreise E geführt werden konnte. Um die Selbstinduktion des Erregers konstant zu halten, wurden S und E immer in gleicher Weise gebogen, ob das Entladungsgefäß in ihnen stand oder nicht.

§ 5. Bei demselben Drucke und derselben Funkenstrecke wurde das Entladungsrohr einmal in S, einmal in E geführt. Die auf diese Weise gemachten Beobachtungen lassen sich folgendermaßen beschreiben.

In dem Druckintervall von 3,5 bis 1,5 mm Hg ist das Aussehen der Entladung in S und E nicht sonderlich verschieden. Charakteristisch für diesen Druck ist ein blaues Glimmlicht, das in der Umgebung der umlaufenden Drähte am intensivsten ist. Mehr oder weniger leuchtet auch das Entladungsrohr in größerer Entfernung von den Drähten bläulich. Die Leuchterscheinung hat mit dem negativen Glimmlicht der Geißlerröhren sehr große Ähnlichkeit.

Unterhalb der Druckgrenze 1,5 mm Hg tritt dann in S wie in E in einiger Entfernung von den Drahtschleifen an Stelle des früheren blauen Glimmens ein braunrotes Licht, das mit dem der positiven Lichtsäule der Geißlerröhren sehr viel Ähnlichkeit hat.

Von einem Drucke von etwa 0,75 mm Hg abwärts werden nun die Erscheinungen in S und E immer verschiedener. In S nimmt das Licht in der Drahtnähe allmählich mehr und mehr einen r o t e n Schein an, während es daselbst in E immer intensiver b l a u wird. Bei ca. 0,5 mm Hg hebt sich in der Nähe der Drahtkreise eine blaue Scheibe ab, an die sich eine braunrote Lichtsäule parallel der Längsachse der Röhre anschließt. In S bildet sich allmählich der Ringstrom heraus.

Mit fallendem Drucke werden die Unterschiede in beiden Stellungen immer markanter. Der Ring wird in S glänzender, bleibt aber vorläufig noch rot, während im übrigen das Glimmen im Rohre schon stark nachläßt. Dagegen nimmt in E das rotbraune Licht zu. In S bleibt der Ring rot bis 0,150 mm Hg. Von da ab wird er weißer.

Während mit fortschreitender Verdünnung nun der Ringstrom in S immer schärfer und glänzender wird, wird in E das blaue wie das rote Licht immer diffuser.

Bei $P = 0{,}045$ mm Hg liegt das Optimum des Druckes für den Ringstrom bei der vorliegenden Gefäßweite.

Bei noch kleineren Drucken verliert der Ring seine knappe, scharf begrenzte Form. Die Leuchtkraft nimmt freilich noch weiter zu. Der Querschnitt des Ringstromes parallel zur Röhrenachse wächst. In Richtung der Röhrenachse verlassen braune Strahlen das weiße Licht. (Die ersten braunen Strahlen zeigen sich schon bei $P = 0{,}080$ mm Hg.)

Bei $P = 0{,}025$ mm Hg leuchtet die Röhre in E allgemein sehr matt. Am hellsten erscheint die Mitte. Wird der Druck verringert auf 0,010 mm Hg, so herrscht in E nur noch sehr spärliches Leuchten. Das Glas fluoresziert. Dagegen hat der Ring in S immer noch an Massigkeit gewonnen. Freilich wird er bei $P = 0{,}010$ mm Hg auch schon unruhig.

Während in S noch bei $P = 0{,}008$ mm Hg ein weißer, scheinbar massiver Vollkörper hell leuchtet, geht in E nur mit Unterbrechung ein ganz leises, unstet huschendes Licht durch das Entladungsrohr.

Bei einem Vakuum von 0,005 mm Hg herrscht in S wie in E Dunkelheit.

Für das verwandte Entladungsgefäß ergeben also die Beobachtungen einen kritischen Druck von 0,75 mm Hg. Oberhalb desselben hat die elektrodenlose Entladung in S und E ein fast gleiches, unterhalb desselben ein wesentlich verschiedenes Aussehen.

Wir haben in S und E zwei völlig verschiedene Entladungsformen. Während für E charakteristisch ist, daß mit fallendem Drucke durch die ganze Entwicklung hin das blaue Glimmlicht das primär gegebene ist, an das sich das rote Licht anschließt, ist umgekehrt S dadurch charakterisiert, daß sich an dem primären Ring (erst rot, später weiß) ein freilich bald verschwindendes blaues Glimmen anschließt.

§ 6. Schon die oberflächliche Betrachtung zeigt die große Ähnlichkeit des Ringstromes mit der positiven Lichtsäule, während die Entladungserscheinung in E mit dem negativen Glimmlicht viel Ähnlichkeit hat. Wenn tatsächlich im Ringstrome Elektronen durch ihren Stoß die neutralen Moleküle oder Atome des Gases ionisieren (vgl. § 3), so ist der Ringstrom dem positiven Licht der Geißlerröhren analog.

Im Ringstrom ist demnach das positive Bandenspektrum zu erwarten, während die Glimmentladung in E ein negatives Spektrum haben muß.

Angestellte Spektraluntersuchungen in Stick-

stoff[1]) machen dies auch tatsächlich sehr wahrscheinlich. Einen absolut sicheren Schluß lassen die Photogramme leider noch nicht zu. Im Ringstrome wurde ein positives Bandenspektrum beobachtet; ob aber bei der Glimmentladung, die bei 9stündiger Belichtung außer 2 *Hg*-Banden nur negative *N*-Linien zeigte, nicht bei längerer Belichtungszeit noch positive Banden hervortreten können, erscheint vorläufig zweifelhaft.

§ 7. Aus den gemachten Beobachtungen ist wohl zu schließen, daß elektrodenlose Ringströme durch rein elektrodynamische Wirkungen erzeugt werden können, da der Ringstrom im Strombauche des Erregers auftritt, während in dessen Spannungsbauche eine Entladungsform des Typus II erscheint.

Für die Anregung zur vorliegenden Arbeit möchte ich auch an dieser Stelle Herrn Geheimrat Riecke meinen ergebensten Dank aussprechen.

1) Es wurde beobachtet in käuflichem Stickstoff. Das Gas war nicht völlig rein. Es gelang nicht einmal durch dreitägige Kühlung mit flüssiger Luft, *Hg*-Dampf auszufrieren.

Göttingen, Juli 1909.

(Eingegangen 14. Dezember 1909.)

Die Selbstreinigung flüssiger Kristalle.

Von O. Lehmann.

Manche flüssigen Kristalle nehmen freischwebend mehr oder minder vollkommene Polyederform an, ähnlich derjenigen fester Kristalle. Hieraus habe ich den Schluß gezogen, ihre (durch die Kohäsion im Gleichgewicht gehaltene) auf dem Bewegungszustand der Moleküle beruhende Expansivkraft sei anisotrop, d. h. die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle sei (wegen der Anisotropie derselben) von der Richtung abhängig[1]). Bei flüssigen Kristallen, welche nicht in Polyedern, sondern in kugelförmigen Tropfen auftreten, zeigt sich häufig die eigentümliche Erscheinung, daß sie bei einer Temperaturdifferenz zwischen Ober- und Unterseite rotieren, um so schneller, je größer diese Temperaturdifferenz ist, im Sinn des Uhrzeigers oder entgegengesetzt, je nach der chemischen Beschaffenheit der Substanz und der Mutterlauge, in welcher sie schweben, insbesondere bei Störung der Struktur durch Aufnahme fremder Stoffe (z. B. von Kolophonium). Vermutlich beruht auch diese Erscheinung auf ähnlicher Ursache, nämlich darauf, daß sich auf der kälteren Seite Polyederform auszubilden sucht und infolgedessen, da die Oberflächenspannung tatsächlich sofort wieder Kugelform herstellt, eine oberflächliche Strömung nach der anderen Seite zustande kommt, die wegen der Anisotropie der inneren Reibung in Spirallinien erfolgt und deshalb (durch Reibung gegen die umgebende Flüssigkeit) die Drehung des Tropfens hervorbringt.

Natürlich habe ich sofort versucht, die aufgestellte Hypothese der Abhängigkeit der mittleren Molekulargeschwindigkeit von der Richtung durch Beobachtung der Brownschen Molekularbewegung[1]) zu prüfen. Hierzu mußten in den flüssigen Kristallen feine Pulver suspendiert werden, es mußte eine kolloidale Suspension in einer kristallinischen Flüssigkeit erzeugt werden. Ist aber eine „kristallinische kolloidale" Lösung nicht ein Widerspruch in sich selbst? Die Versuche ergaben, daß sich in Wirklichkeit eine solche nicht herstellen läßt.

Bereits meine Versuche, flüssige Kristalle künstlich zu färben[2]), hatten zu dem Ergebnis geführt, flüssige Kristalle seien ebenso schlecht befähigt, fremde Stoffe in feinster (molekularer) Verteilung in sich aufzunehmen wie feste Kristalle.

Bezüglich der letzteren hatte die Vorstellung, Kristalle seien regelmäßige Molekularaggregate, zunächst das „Gesetz der getrennten Kristallisation" ergeben. Man nahm an, alle Moleküle eines Kristalls müßten notwendig gleiche Beschaffenheit haben; bei Kristallisation eines Gemenges müßten also die verschiedenen Stoffe getrennt kristallisieren. Eine Ausnahme fand zuerst Mitscherlich bei Stoffen, die analoge chemische Zusammensetzung und gleiche Kristallform haben. Man suchte diese Ausnahme mit der Hypothese der Homogenität der Kristalle in Einklang zu bringen durch die Annahme, die Mischung finde innerhalb der Moleküle statt, so daß tatsächlich doch alle Moleküle gleich beschaffen sind. Dies hatte natürlich zur Voraussetzung, die Kristallmoleküle beständen aus einer sehr großen Zahl von chemischen Molekülen, so daß scheinbar (den Beobachtungen entsprechend) Mischung in allen möglichen Verhältnissen stattfinden kann. Dann müßten aber die chemischen Moleküle

1) Siehe O. Lehmann, Ann. d. Phys. **12**, 319, 321, 1903; diese Zeitschr. **7**, 724, 1906; Die scheinb. lebenden Kristalle, Esslingen 1907, S. 26; Flüssige Kristalle u. die Theorien d. Lebens, Leipzig, 2. Aufl. 1908, S. 30.

1) Siehe O. Lehmann, Molekularphysik **1**, 265, 1888; **2**, 5, 1889; A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 549, 1905; Th. Svedberg, Zeitschr. f. Elektrochemie **12**, 853, 909, 1906; F. Richarz, Sitzber. d. Ges. f. Nat., Marburg 1907, Nr. 8; M. Seddig, Habilitationsschrift, Frankfurt a. M. 1909; H. Siedentopf, diese Zeitschr. **10**, 778, 1909; Zeitschr. f. wissenschaftl. Mikroskopie **26**, 391, 1910.

2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **8**, 908, 1902.

weitaus kleiner sein als man gewöhnlich annimmt. Als sodann Sénarmont fand, gewisse Salzkristalle ließen sich durch Anilinfarbstoffe künstlich dichroitisch färben, ähnlich wie auch manche in der Natur vorkommenden Kristalle anders gefärbt sind als die reine Substanz, nahm man an, es handle sich um Einlagerung sehr feiner Kriställchen oder auch amorpher Partikelchen der färbenden Substanz (analog den Kolloidpartikelchen in kolloidalen Lösungen oder Suspensionen). Solche Kristalle mit „mechanischen Einschlüssen" mußten von „isomorphen Mischkristallen" natürlich ebenso verschieden sein wie kolloidale Lösungen von kristalloiden Lösungen. Den Dichroismus der solcherart künstlich gefärbten Kristalle erklärte man sich im Falle kristallinischer Einschlüsse durch regelmäßig orientierte Einlagerung der farbigen dichroitischen Kriställchen, wie ja auch im Mineralreich (z. B. bei Glimmer und Eisenglanz, Eisenglanz und Rutil usw.) häufig parallele Verwachsung beobachtet worden war[1]). Im Falle der Einlagerung amorpher Partikelchen nahm man an, durch Pressung in den kapillaren Spalten würden die Partikelchen dichroitisch, wie z. B. gepreßter Kautschuk[2]). Daß häufig die Färbung eine „dilute" war, d. h. daß die hypothetischen Partikelchen selbst unter dem Mikroskop nicht beobachtet werden konnten, erschien nicht merkwürdiger als die Unmöglichkeit der Erkennung der Partikelchen in kolloidalen Lösungen unter dem gewöhnlichen Mikroskop, sowie die vollkommene Durchsichtigkeit kolloidaler Suspensionen, welche sich durch das Tyndall-Phänomen (das Sichtbarwerden eines durchgeleiteten Lichtstrahls durch Reflexion an den schwebenden Partikelchen) dennoch deutlich als Suspensionen zu erkennen geben.

Bereits im Jahre 1873 fand ich nun, daß z. B. in gemischten Lösungen von Salmiak und Kupferchlorid äußerst feinkörnige Parallelverwachsungen entstehen können[3]), woraus ich den Schluß zog, fremde Substanzen könnten nicht nur in Form kleiner Partikelchen, sondern auch „in feinster (d. h. molekularer) Verteilung" in Kristalle aufgenommen werden. Weitere Untersuchungen gleicher Art[4]) bestätigten diesen Schluß. Ich fand z. B., daß wachsende Salmiakkristalle Eisenchlorid vollkommen dilut aufzunehmen vermögen, daß sie sich bei Zusatz von Eisenchlorid zur Lösung „mit einer gelben Schicht überziehen, und zwar von weit dunklerem Ton als die Lösung selbst, gerade als ob die Kristalle den Farbstoff der Lösung mit großer Kraft (durch Adsorption) an sich heranzögen und auf ihrer Oberfläche fixierten". Demgemäß konnte es sich nicht einfach um mechanische Einschlüsse von Mutterlauge oder Umwachsen von in dieser schwebenden Partikelchen handeln; ich sprach mich so aus: „Die Färbung würde also einer Art Mischung (Legierung) der beiden kristallisierbaren Substanzen entsprechen, welche mit dem Vorgang der Mischung zweier Flüssigkeiten sogar in der Hinsicht eine Ähnlichkeit zeigt, als ein bestimmter Sättigungspunkt eintritt, von welchem an die Salmiakkristalle kein weiteres Eisenchlorid mehr aufzunehmen imstande sind"[1]).

Diesen Versuchen reihten sich weitere an[2]), welche deutlich erkennen ließen, daß Mischkristalle, wenn auch nur bis zu einem Sättigungspunkt (d. h. nicht in jedem Mischungsverhältnis), in sehr zahlreichen Fällen des Zusammenkristal-

1) Vgl. O. Lehmann, Molekularphysik I, 395, 1888, u. F. Zirkel, Die mikroskopische Beschaffenheit d. Mineralien u. Gesteine, Leipzig, W. Engelmann, 1873, S. 79.

2) Vgl. A. Kundt, Pogg. Ann. **151**, 125, 1874. Die erwähnte Ansicht über den Dichroismus künstlich gefärbter Kristalle teilte mir Kundt persönlich mit.

3) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **1**, 489, 492, 1877.

4) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **8**, 438 u. 528, 1883.

1) Diese Beobachtungen gaben Herrn G. Brügelmann (Chem. Zentralbl. 1882, 1, 6 u. 1883, 1) Anlaß, das Wort „Mischkristall" zu prägen (sowie die Bezeichnung „Schichtkristall" für Parallelverwachsungen), welches heute allgemein üblich geworden ist. Ferner veranlaßten sie Herrn J. H. van't Hoff zur Aufstellung seiner Theorie der „festen Lösungen" (Zeitschr. f. phys. Chem. **5**, 325, 1890), indem er annahm, es finde ein Eindiffundieren der einen Substanz (z. B. Eisenchlorid) in die andere (z. B. Salmiak) statt durch Wirkung des osmotischen Druckes, wie bei Lösung einer Flüssigkeit in einer andern (vergl. W. Nernst, Zeitschr. f. phys. Chem. **6**, 577, 1890). Ich selbst hatte lediglich Anlagerung durch Adsorption während des Wachstums angenommen und hielt Diffusion in festen Kristallen für unmöglich, wenigstens Diffusion von gleichartigen Molekülen, während es mir allerdings gelungen war, das Wandern von fremden Molekülen in einem durchsichtigen Kristall, speziell bei der Elektrolyse von Jodsilber (Wied. Ann. **24**, 18, 1885 u. **38**, 396, 1889) nachzuweisen, worauf van't Hoff ebenfalls Bezug nimmt. Später fand ich freilich, die untersuchte Modifikation des Jodsilbers müsse als flüssig-kristallinisch betrachtet werden, auch dieser Versuch sei also für die Möglichkeit der Diffusion in festen Kristallen nicht beweisend (Ber. d. D. chem. Ges. **41**, 3774, 1908). Neuerdings glaubt H. Siedentopf bewiesen zu haben, Natriumdampf könne bei höherer Temperatur in klare Kristalle von Steinsalz dem Gasdruck entsprechend hinein- oder daraus herausdiffundieren (diese Zeitschr. **6**, 855, 1905, und ähnlich L. Wöhler (Zeitschr. f. anorg. Chem. **47**, 353, 1905); doch nimmt er selbst das Vorhandensein zahlloser feiner Spalten an von genügender Weite, um die im Ultramikroskop erkennbaren dichroitischen Natriumkriställchen, welche die Färbung bedingen, aufzunehmen, somit also keine Diffusion in der festen Masse; auch scheinen mir Einwendungen gegen die Deutung der Versuche möglich (O. Lehmann, Elektr. Lichterscheinungen oder Entladungen, Halle 1898, S. 490), so daß der üblich gewordene Ersatz des Wortes „Mischkristall" durch „feste Lösung" mindestens noch verfrüht sein dürfte.

2) O. Lehmann, Zeitschr. f. phys. Chem. **1**, 15, 1887; **8**, 543, 1891; Wied. Ann. **41**, 531, 1890; **51**, 47, 1894; Ann. d. Phys. **16**, 160, 1905; Ztschr. f. phys. Chem. **56**, 750, 1906.

lisierens nicht isomorpher Stoffe erhalten werden können, während umgekehrt isomorphe Stoffe nicht selten keine Mischkristalle bilden. Auch die Notwendigkeit des Attributs der Homogenität in der Kristalldefinition wurde durch meine Versuche über Krümmung von Kristallen, Bildung von Sphärokristallen, Plastizität der Kristalle usw. als hinfällig erwiesen, so daß kein Grund mehr bestand, Mitscherlichs Theorie des Isomorphismus aufrecht zu erhalten.

Gerade die letzterwähnten Versuche über künstliche Färbung von Kristallen lehrten nun aber gleichzeitig, daß fremde Stoffe (von vereinzelten Fällen isomorpher Mischungen abgesehen) äußerst schwer in wachsende Kristalle Aufnahme finden. Es geschieht dies, wie ich ausdrücklich betonte[1]), nur dann, wenn die Lösung sowohl als Lösung der einen wie der andern Substanz in bezug auf die wachsenden Kristalle übersättigt ist. Damals blieb dies meist unverstanden, da man gewohnt war, nur von einem Sättigungspunkt einer Lösung zu sprechen, nicht von Sättigungspunkten in bezug auf diese oder jene Substanz.

Man muß also nach meiner Ansicht annehmen, die fremden Moleküle lagerten sich in regelmäßiger Stellung in das Raumgitter der übrigen ein, wodurch sich auch in einfacher Weise erklärt, daß Dichroismus auftritt, wenn auch ein etwas anderer, als ihn die reine Substanz zeigt, wohl infolge von Deformation der eingelagerten Moleküle[2]). Die molekulare Richtkraft erstreckt sich somit auch auf anders geartete Moleküle und unregelmäßige Einlagerung fremder Moleküle in einen Kristall scheint geradezu unmöglich zu sein.

Feine suspendierte Partikelchen werden durch die Kristallisationskraft nicht beeinflußt, können sich also in den Kristall nicht einlagern, weder regelmäßig noch unregelmäßig[3]). Man kann Kristalle in einer schlammigen Masse (z. B. Ton), ja sogar in Gallerten (z. B. Kieselsäuregallerte) wachsen lassen, ohne daß die kleinen fremden Partikelchen aufgenommen werden. Solche werden vielmehr von dem wachsenden Kristall zurückgeschoben oder, falls dies nicht möglich ist, wird der Kristall selbst zurückgeschoben; es entsteht eine Kraftwirkung, die man als „Kristallisationskraft“[1]) bezeichnet.

Fig. 1.

Beispielsweise stellt Fig. 1 einen auf Kieselsäuregallerte wachsenden Chlorkaliumkristall dar. Anfänglich, solange die Übersättigung groß war, fand Wachstum an den Kanten des kleinen Würfels statt, und indem er sich selbst durch Wirkung der Kristallisationskraft gleichzeitig in die Höhe drückte, mußte ein dachförmiges Gebilde entstehen. Bei sinkendem Grade der Übersättigung beschränkte sich das Wachstum auf die vier Ecken; diese suchten sich zu normalen Würfeln auszubilden durch Wachstum an der ganzen Kontaktfläche, es entstanden die vier in der Figur gezeichneten Säulen. Dieselben können einige Zentimeter hoch werden, wenn durch Verdunstung für Erhaltung der Übersättigung gesorgt wird; gewöhnlich aber zerbricht das Gebilde schon früher infolge ungleichmäßigen Wachstums der vier Säulen.

Die geleistete Arbeit, die eventuell dazu dienen könnte, außer dem eigenen Gewicht des Kristalls noch ein anderes Gewicht zu heben, wie aus den in der zitierten Literatur angegebenen Tatsachen ersehen werden kann, ist aufzufassen entweder als Arbeit der Expansivkraft[2]) oder als Arbeit der molekularen Richtkraft

1) Siehe O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **8**, 528, 1883 u. Flüssige Kristalle, Leipzig, W. Engelmann, 1904, S. 159.

2) Ich versuchte früher die sogenannte akzidentelle Doppelbrechung durch mechanischen Druck, Wirkung elektrischer Kräfte usw. auf Parallelrichtung anisotroper Moleküle zurückzuführen, ähnlich wie H. Ambronn (siehe O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 232). Neuerdings scheint mir aber Deformation der Moleküle als wahrscheinlichere Ursache, da der Aufbau der Moleküle kein starrer sein kann (siehe O. Lehmann, Archives d. sc. phys. et nat. Genève **28**, 213, 1909 u. diese Zeitschr. **10**, 559, 1909).

3) Eine kolloidale Lösung hat keinen Sättigungs- (Kristallisations-)punkt. Ob vielleicht in einzelnen Fällen schwebende Partikelchen durch die Adsorptionskraft von einem wachsenden Kristall festgehalten und umwachsen werden, analog der Bildung von Mischkristallen nach meiner Auffassung (s. oben), ist mir nicht bekannt.

1) Siehe O. Lehmann, Molekularphysik **1**, 343, 1888; Flüssige Kristalle, S. 137; ferner Breithaupt, Paragenesis, 1849, S. 46; Volger, Pogg. Ann. **93**, 225, 1854; Fr. Scharff, Jahrb. d. Ver. f. Naturkunde im Herzogtum Nassau, 1854, Neuntes Heft; Viennois, Compt. rend. **60**, 421, 1865; O. Lehmann, Flüssige Kristalle und das Avogadrosche Gesetz, Zeitschr. f. phys. Chem. 1910. Nach privater Mitteilung von Herrn Geh. Bergrat W. Bornhardt in Berlin zeigen sich bei Bildung von „Gängen“ in Gesteinen Wirkungen eines „Innendrucks“, der wahrscheinlich als Kristallisationskraft aufzufassen ist, wie derselbe in einer Abhandlung über „die Gangverhältnisse des Siegerlandes und seiner Umgebung“ darzulegen gedenkt.

2) Man kann sich vorstellen, daß die Moleküle bei der Aufnahme in das Raumgitter ihre Bewegungsenergie an dieses abgeben, insofern nur in gleicher Richtung sich bewegende aufgenommen werden, so daß Umwandlung ungeordneter Molekularbewegung in geordnete eintritt, der Kristall also nach der einen, die Lösung nach der entgegengesetzten Richtung sich zu bewegen sucht.

der Moleküle. Indem im zweiten Fall die neu hinzutretenden Moleküle durch die Richtkraft gezwungen werden, sich so zu drehen, daß sie den bereits zum Kristall vereinigten Molekülen parallel werden, müssen sie den Zwischenraum zwischen Kristall und Gallerte erweitern, also, da nur der Kristall beweglich ist, diesen heben. Man kann sich etwa vorstellen, die Moleküle hätten die Form von Stäbchen[1]), welche liegend leicht in die dünne Flüssigkeitsschicht zwischen Kristall und Gallerte eindiffundieren können, bei Parallelrichtung aber sich aufstellen und so, da sie nicht genügend Platz finden, gegen den Kristall einen Druck ausüben. Die der Messung zugängliche „Kristallisationskraft" wäre die Resultante aller dieser molekularen Richtkräfte. Sie muß bei dieser zweiten Erklärungsweise augenscheinlich von der Richtung abhängen, d. h. von der Fläche, mit welcher der Kristall auf der Gallerte aufliegt, und muß verschwinden, wenn die Moleküle im Kristall der Gallertoberfläche parallel sind — die angenommene Stäbchenform vorausgesetzt. Der ersten Erklärungsart gemäß könnte eine solche Richtung verschwindender Kristallisationskraft nicht existieren, die bisherigen Beobachtungen sprechen also für diese Ansicht.

Unter gewöhnlichen Umständen, falls nämlich eine Verschiebung nicht stattfindet, ist das Endergebnis der Arbeit der Kristallisationskraft die Kristallisationswärme, insoweit diese nicht als Kohäsionsarbeit[2]) und Umwandlungswärme (infolge der Wiederherstellung des Gleichgewichtes zwischen den verschiedenen Arten gelöster Moleküle[3]) zu betrachten ist. Vermag die Kristallisationskraft durch Hebung des Kristalls gegen die Schwere oder eine andere widerstehende Kraft Arbeit zu leisten, d. h. potentielle Energie zu erzeugen, so muß die Kristallisationswärme um den äquivalenten Betrag kleiner erscheinen. Hierdurch wäre indirekte Bestimmung der Kristallisationskraft möglich[4]).

Wächst ein Kristall in einer schlammigen Masse oder in einer kolloidalen Suspension, so schiebt er, wie schon bemerkt, vermöge der Kristallisationskraft die suspendierten Teilchen zurück. Zur Beobachtung kann man z. B. Parazoxyanisol in Monobromnaphthalin gelöst benutzen. Als kleine suspendierte Partikelchen eignen sich die winzigen kugelrunden braungefärbten Sporen des Staubpilzes (Lykoperdon), den man häufig auf Rasenplätzen im Walde findet. Da sie einzeln deutlich sichtbar sind und alle gleiche Größe haben, so kann man das Zurückdrängen durch die beim Abkühlen der heiß gesättigten Lösung entstehenden Kristalle deutlich verfolgen. Eine weitaus feinere Suspension gibt die als „Tusche" bezeichnete schwarze Tuschierfarbe von Th. Günzberg in Würzburg, welche aus äußerst fein zerriebenen Rußpartikelchen mit einem öligen oder seifenartigen Bindemittel besteht. Man muß die stärksten Vergrößerungen anwenden, um die einzelnen Partikelchen zu erkennen. Keines derselben wird aber von den wachsenden Kristallen aufgenommen, sie werden vielmehr alle in die Zwischenräume zwischen den Kristallen zusammengedrängt. Gleiches gilt für die Partikelchen einer wirklichen kolloidalen, ja sogar für die meisten kristalloiden Lösungen. Wird beispielsweise eine Anilinfarbe (etwa rote Fettfarbe von E. Merck in Darmstadt) zugesetzt, so wird bei Ausscheidung der Kristalle durch Zusammenschieben der Farbstoffteilchen die Färbung immer intensiver und schließlich sieht man, ganz wie im Fall der Tusche, den Farbstoff die schmalen Zwischenräume zwischen den Kristallen erfüllen, während die Kristalle selbst völlig frei von Farbe geblieben sind[1]).

Wie oben angedeutet, verhalten sich nun die flüssigen Kristalle genau ebenso. Wählt man bei dem besprochenen Beispiel die Konzentration so groß, daß sich bei der Abkühlung der heiß gesättigten, mit Tusche in gleichmäßiger Verteilung versetzten Lösung Kristalltropfen ausscheiden, so werden von diesen die suspendierten Partikelchen zurückgeschoben (die Tropfen selbst bleiben völlig klar) und schließlich sind alle Partikelchen in die engen Zwischenräume zwischen den einzelnen Tropfen zusammengedrängt, so daß diese völlig klar durchsichtig auf schwarzem Grund erscheinen (Fig. 2). Erhitzt man, so daß die Tropfen sich wieder auflösen, so verteilt sich die Tusche wieder gleichmäßig in

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **12**, 319, 1903 u. diese Zeitschr. **10**, 559 Anm. 1, 1909.

2) Man könnte die Trennung der Kristallsubstanz vom Lösungsmittel in bekannter Weise durch einen halb durchlässigen (nur für das Lösungsmittel durchgängigen) Kolben bewirkt denken, wobei Kompressionsarbeit aufzuwenden wäre, in gleichem Betrage (nach van't Hoff), wie wenn die kristallisierbare Substanz in gasförmigem Zustand auf das gleiche Volumen komprimiert wäre — vorausgesetzt, daß die Arbeiten der Kohäsionskräfte wegen gegenseitiger Kompensation unberücksichtigt bleiben dürfen (s. O. Lehmann, Zeitschr. d. Ver. d. Ing., 1908, S. 387, u. Biolog. Zentralbl. **28**, 488, 1908). Im Falle der freiwilligen Kristallisation wird die gleiche Kompressionsarbeit durch die Kohäsion geleistet.

3) Siehe O. Lehmann, Ann. d. Phys. **20**, 77, 1906, u. Zeitschr. f. phys. Chem. 1910.

4) Es wäre denkbar, man könnte durch Berechnung des auf ein einzelnes Molekül entfallenden Betrages zu einer Methode der Ermittelung des Molekulargewichts im festen kristallisierten Zustand gelangen.

1) Eine Täuschung kann natürlich bei Durchsicht hervorgebracht werden durch Farbreste über oder unter den Kristallen.

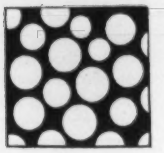


Fig. 2.

der Lösung, namentlich wenn man durch Bewegen des Deckglases die Mischung befördert.

Versetzt man reine Schmelze von Paraazoxyanisol mit Sporen von Lykoperdon, so daß diese gleichmäßig in der Masse verteilt sind und frei schwimmen, wobei sie in geringem Maße Brownsche Wimmelbewegung zeigen, so werden sie, sobald die Temperatur unter den Umwandlungspunkt in die flüssig-kristallinische Modifikation sinkt, gegen die begrenzenden Glasflächen gedrängt und erscheinen nun in fester Lage, da sie durch Reibung an diesen Flächen an der Bewegung gehindert werden. Natürlich hindern sie auch das Zustandekommen einer regelmäßigen Orientierung in der kristallinischen Flüssigkeit, welche sonst, falls sie nicht zugegen sind, durch die an den Glaswänden haftenden dünnen Schichten fester Moleküle hervorgebracht wird[1]). Daher erscheint nun die Flüssigkeit wesentlich trüber als gewöhnlich. Gleiches gilt für rote Fettfarbe usw. Es ist mir nicht gelungen, einen feinzerteilten oder kolloidalen Stoff zu finden, der sich in einer kristallinischen Flüssigkeit suspendieren ließe; man kann sagen, die flüssigen Kristalle besitzen ein Selbstreinigungsvermögen von ähnlicher Art wie die festen, so daß man flüssig-kristallinische Stoffe durch Umkristallisieren (als flüssige Kristalle) ganz ebenso reinigen kann, wie fest kristallinische durch Umkristallisieren (als feste Kristalle). Es gibt keine flüssig-kristallinischen kolloidalen Lösungen[2]).

Auch flüssig-kristallinische kristalloide Lösungen sind im allgemeinen nicht möglich, wenn auch entsprechend den isomorphen Mischungen fester Kristalle die Bildung flüssig-kristallinischer Mischkristalle (sogar in allen Verhältnissen) nicht ausgeschlossen ist. Nur in wenigen Fällen ist es mir gelungen, flüssige Kristalle künstlich zu färben, z. B. Paraazoxyphenetol mit Paraazophenetol oder Alizarin[3]). Die Färbung ist dann meist eine dichroitische, ein Beweis dafür, daß die Einlagerung der fremden Moleküle regelmäßig orientiert stattfindet; in manchen Fällen wird aber die Struktur der flüssigen Kristalle erheblich gestört, z. B. bei Zumischung von Kolophonium, wodurch, wie schon oben bemerkt, Rotation der Tropfen, Drehung der Polarisationsebene sowie der Richtung stärkster Absorption, Verdrehung der sichtbaren Struktur usw. hervorgerufen wird, während in andern Fällen Verminderung der Doppelbrechung und Neigung zur Bildung pseudoisotroper Schichten durch Wirkung der angrenzenden Glasflächen zu beobachten ist.

Insofern sich die Kristalltropfen aus einer Lösung oder aus der isotropen Schmelze ausscheiden, ist ihre Selbstreinigung leicht verständlich. Mischt man z. B. Lykopodium oder Lykoperdonsporen mit einer konzentrierten heißen Lösung von Phenol in Wasser, welche sich beim Abkühlen in zwei Schichten teilt, eine wasserreiche und eine wasserarme, so sammeln sich die Sporen alle in der letzteren Schicht, die erstere wird davon völlig befreit, offenbar weil die Adhäsion zur phenolreichen Lösung eine größere ist. So wird also die Selbstreinigung der aus Lösungen sich ausscheidenden flüssigen Kristalle wenigstens zum Teil darauf beruhen, daß isotrope Flüssigkeiten stets größere Adhäsion zu den in Betracht kommenden feinen Partikelchen haben, dieselben leichter „benetzen" als die flüssigen Kristalle.

In einer einzigen reinen kristallinischen Flüssigkeit können vereinzelte Körperchen unzweifelhaft ebenso schwebend erhalten werden wie in jeder andern Flüssigkeit; sind es aber viele kleine Partikelchen, so ballen sich dieselben merkwürdigerweise ebenso zusammen wie bei Vorhandensein eines Lösungsmittels, es findet Ausflockung, Agglutination, Koagulation oder Sedimentation statt, wie wenn die Partikelchen mit einer dünnen Haut einer zweiten Flüssigkeit überzogen wären, von welcher sie benetzt werden, während die Adhäsion zu den flüssigen Kristallen eine geringe ist. Man kann dies leicht bei Paraazoxyanisol beobachten, wenn man eine kleine Menge ohne Deckglas auf einem Objektträger schmilzt, erstarren läßt, über einer kleinen Terpentinölflamme etwas berußt und nun unter Deckglas abermals schmilzt und durch Hin- und Herschieben des Deckglases gleichmäßige Ver-

1) O. Lehmann, Wied. Ann. **41**, 528, 1890; Flüssige Kristalle, S. 58.

2) Man vergleiche hierzu die sogen. Emulsionstheorie flüssiger Kristalle, s. O. Lehmann, Zeitschr. f. Elektrochemie 11, 955, 1905, u. diese Zeitschr. **8**, 42, 1907.

3) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **8**, 908, 1902; **18**, 160, 1905. Aufnahme von Azobenzol und andern isotrop schmelzenden Stoffen bewirkt Verminderung der Doppelbrechung. Zusatz von Cholesterylbenzoat und ähnlichen Verbindungen ergibt flüssige Mischkristalle, deren Doppelbrechung sich entsprechend dem Mischungsverhältnis (wenn auch nicht proportional) ändert, wie man nach meinem Verfahren der Newtonschen Ringe (Ann. d. Phys. **18**, 796, 1905) leicht ermitteln kann. Mit Studien hierüber, sowie über die Oberflächenspannung, innere Reibung und Dampftension solcher Mischungen (ebenfalls nach vereinfachtem mikroskopischen Verfahren) bin ich zurzeit noch beschäftigt.

teilung der Rußpartikelchen in der isotropen Schmelze herbeiführt. Sobald die Umwandlung in die flüssig-kristallinische Masse eintritt, erfolgt die Ausflockung der Rußteilchen[1]).

Da es sich um eine charakteristische Eigentümlichkeit der kristallinischen Flüssigkeiten handelt, welche den amorphen Flüssigkeiten fehlt[2]), wird man die Ursache der Selbstreinigung in der für diese Flüssigkeiten ebenfalls charakteristischen Eigenschaft der Homöotropie suchen müssen, der Wirkung der molekularen Richtkraft. Diese verhindert z. B., daß eine verschieden orientierte Partie in einem flüssigen Kristall auf die Dauer eingeschlossen bleibt; eine solche wird gewissermaßen hinausgedrängt und währenddessen allmählich in gleiche Richtung gebracht (spontane Homöotropie[3]). Die zum Raumgitter vereinigten Moleküle üben derartige Kräfte aus, daß ein falsch orientiertes oder fremdartiges Molekül, vereinzelte Ausnahmen (Zwillingsstellung, Isomorphismus usw.) abgerechnet, falls es einzudringen versucht, nicht in den Verband aufgenommen, sondern durch die stärker herangezogenen gleichartigen und gleich orientierten Moleküle hinausgeschoben wird. Ähnlich müssen wohl auch Molekülkomplexe oder kleine sichtbaren Partikelchen verdrängt werden[4]). Amorphe Flüssigkeiten, welche als Gemenge verschiedenartiger Moleküle aufzufassen sind (s. Flüssige Kristalle, S. 237), also keine Homöotropie besitzen, vermögen sich aus letzterem Grunde nicht von suspendierten Partikelchen zu befreien, darum gibt es amorphe kolloidale Lösungen und nur solche.

1) Einen für solche Beobachtungen bei konstanter Temperatur recht brauchbaren elektrisch heizbaren Objekttisch nach Jentsch liefern die optischen Werke E. Leitz in Wetzlar zu 35 M.

2) Somit in zweifelhaften Fällen zur Entscheidung dienen kann, z. B. ob eine isotrope Flüssigkeit amorph oder regulär kristallinisch ist (vgl. O. Lehmann, Wied. Ann. **40**, 401 u. **41**, 525, 1890).

3) Vgl. O. Lehmann, Zeitschr. f. phys. Chem. **5**, 427, 1881; Flüssige Kristalle, S. 36 und 69.

4) Auch diese neue vermittelte Eigenschaft der flüssigen Kristalle ist ein Beweis gegen die sog. Emulsionstheorie, denn Emulsionen zeigen kein derartiges Verhalten.

Karlsruhe, Techn. Hochschule.

(Eingegangen 29. Dezember 1909.)

Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase binärer Flüssigkeitsgemische.

Von Rudolph Plank.

Für den Fall zweier unabhängiger Bestandteile in zwei Phasen, wie z. B. Flüssigkeit und Dampf bei binären Gemischen, können zwei von den vier veränderlichen Größen: Druck (P), Temperatur (T), Konzentration der Flüssigkeit (c') und des Dampfes (c'') willkürlich gewählt werden, wodurch die beiden anderen eindeutig bestimmt sind. So entsprechen jedem Wertepaar von Druck und Temperatur ganz bestimmte Zusammensetzungen der Flüssigkeit und des Dampfes. Die beiden Konzentrationen lassen sich jedoch nicht ohne weiteres rechnerisch aus Druck und Temperatur ermitteln. Es bieten sich aber im allgemeinen keine Schwierigkeiten, den Gehalt der Flüssigkeit an beiden Komponenten durch eine chemische Analyse festzustellen, was dagegen für die Dampfphase mit nicht unbeträchtlichen Schwierigkeiten verbunden ist, besonders dann, wenn die Dampfdrucke der reinen Komponenten nur wenig voneinander verschieden sind. Alle Beziehungen, die eine Berechnung der Dampfkonzentration ermöglichen, gelten nur unter gewissen beschränkenden Annahmen, die, streng genommen, nur selten zutreffen; es ist dies vor allem die Annahme der Gültigkeit des idealen Gasgesetzes für die Dampfphase[1]), ferner des Raoultschen und Henryschen Gesetzes für die Partialdrucke und schließlich die Annahme einer sehr verdünnten Lösung.

Wir wollen von allen diesen Annahmen absehen und eine ganz allgemein geltende Beziehung herzuleiten suchen, welche uns ermöglichen würde, die Dampfkonzentration direkt zu berechnen, wenn nur beide Komponenten in ihrem thermischen Verhalten und ihren Beziehungen gegeneinander genügend bekannt sind.

Benutzt man für die Ermittelung des thermodynamischen Gleichgewichts die Funktion

$$\Phi = S - \frac{U + APv}{T},$$

wo S die Entropie, U die innere Energie, v das spezifische Volumen und $A = \frac{1}{427}$ das mechanische Wärmeäquivalent bedeuten, so lautet die Gleichgewichtsbedingung dahin, daß für jede virtuelle Verschiebung des Gleichgewichts die Variation

$$\delta\Phi = 0$$

wird. Von dieser Bedingungsgleichung ausgehend gelangt M. Planck[2]) zu zwei Differentialgleichungen, durch welche die vier Differentiale dP, dT, dc' und dc'' eines binären Gemisches aneinander geknüpft sind, und welche lauten:

1) Auch der sonst sehr allgemeinen Duhem-Margulesschen Gleichung liegt das Gasgesetz zugrunde.

2) M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik, 2. Aufl., S. 191.

$$\left.\begin{aligned} \frac{w_1}{T^2}dT - \frac{A s_1}{T}dP - \varphi' dc' + \varphi'' dc'' = 0 \\ \frac{w_2}{T^2}dT - \frac{A s_2}{T}dP + \varphi' \frac{dc'}{c'} - \varphi'' \frac{dc''}{c''} = 0 \end{aligned}\right| \quad (1)$$

Dabei bedeutet w_1 das Verhältnis der von außen zugeführten Wärme zu der aus der ersten in die zweite Phase übergehenden Masse der ersten Komponente, also etwa die Wärme, welche nötig ist, um 1 kg des ersten Bestandteils aus der Lösung in den Dampf überzuführen; s_1 ist die damit verbundene Volumsvergrößerung. Ebenso beziehen sich w_2 und s_2 auf den Übergang der zweiten Komponente aus der Lösung in den Dampf. Die Größen φ' und φ'' hängen mit der Funktion Φ und den Gewichtsmengen g' und g'' beider Komponenten im Dampf und in der Flüssigkeit zusammen, so zwar, daß

$$\varphi' = g_1' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial g_1' \cdot \partial g_2'}, \quad \text{und} \quad \varphi'' = g_1'' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial g_1'' \cdot \partial g_2''}$$

ist. Diese Größen spielen hier keine Rolle und fallen im weiteren aus der Rechnung heraus.

Eliminiert man aus den Gleichungen (1) das Differential dc'' so ergibt sich die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} A(s_1 + c'' s_2) T dP - \left(\frac{c''}{c'} - 1\right) T^2 \varphi' dc' \\ - (w_1 + c'' w_2) dT = 0. \end{aligned}\right| \quad (2)$$

Zwischen den Größen P, T und c' besteht nun, allgemein gesprochen, ein funktioneller Zusammenhang von der Form

$$T = f(P, c').$$

Differenziert man diese Gleichung, so wird

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{c'} dP + \left(\frac{\partial T}{\partial c'}\right)_{P} dc'.$$

Schreiben wir die Gleichung (2) daneben in der Form

$$dT = \frac{A(s_1 + c'' s_2)}{w_1 + c'' w_2} dP - \frac{\varphi'(c'' - c') T^2}{c'(w_1 + c'' w_2)} dc',$$

so ergibt sich durch Vergleich der Koeffizienten von dP:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{c'} = \frac{A(s_1 + c'' s_2) T}{w_1 + c'' w_2}$$

oder

$$w_1 + c'' w_2 = A(s_1 + c'' s_2) T \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{c'}. \quad (3)$$

Dies ist eine lineare Gleichung zur Berechnung von c''; sie stellt die Verallgemeinerung der bekannten Clausius-Clapeyronschen Gleichung dar[1]), welche für die reinen Komponenten lautet:

$$w = A s T \frac{\partial P}{\partial t},$$

wobei w die Verdampfungswärme darstellt.

Zur zahlenmäßigen Berechnung von c'' aus Gleichung (3) ist vor allem die genaue Kenntnis der Flüssigkeitskonzentration bei verschiedenen Drucken und Temperaturen erforderlich. Man trägt dann die Kurven $c' = \text{const}$ im P-t-Diagramm auf und bestimmt die Differentialquotienten $\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{c'}$ am besten mit Hilfe des Wagenerschen Spiegelderivators[1]). Zur Berechnung der Volumsvergrößerung und der zuzuführenden Wärme braucht man ferner exakte Zustandsgleichungen für beide Komponenten und Tabellen für die wichtigsten thermischen Größen. Im Gliede $(w_1 + c'' w_2)$ ist außer der Vermehrung der inneren Energie und des Äquivalentes der äußeren Verdampfungsarbeit noch die Lösungswärme enthalten, deren Größe und Veränderlichkeit ebenfalls bekannt sein müssen.

Die vorstehenden Anforderungen sind z. B. für den technisch wichtigen Fall von Ammoniaklösungen in Wasser recht gut erfüllt; beide Körper sind in bezug auf alle in der Gl. (3) enthaltenen Größen genau untersucht, so daß sich die Dampfkonzentration rechnerisch ermitteln läßt[2]). Die Kenntnis derselben ist von Wichtigkeit für die Beurteilung von Absorptionskältemaschinen, die mit solchen Ammoniaklösungen in Wasser arbeiten und in letzter Zeit wieder häufiger neben den Kompressionskältemaschinen auftreten. Auch für die Betrachtung der Vorgänge bei der fraktionierten Destillation ist die Kenntnis der Dampfkonzentration von Bedeutung.

1) Dieselbe Gleichung folgt auch unmittelbar aus der M. Planckschen Gleichung (2), wenn man bei der Verdampfung von $(1 + c'')$ kg des Gemisches die Konzentration der Flüssigkeit als konstant voraussetzt, also $dc' = 0$ setzt.

1) A. Wagener, diese Zeitschr. 10, 57—59, 1909.

2) Eine ausführliche Rechnung ist im Aufsatz des Verfassers „Thermodynamische Untersuchung des Vorganges in d. Absorptionskältemaschine auf Grund d. Theorie der binären Gemische" wiedergegeben. Vgl. Zeitschrift für die ges. Kälte-Industrie 1910.

Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule.

(Eingegangen 18. Dezember 1909.)

Ein photographisches Verfahren zur affinen Transformation bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis.

Von Adolf Schmidt.

Zur Wiedergabe irgendeiner flächenhaften Darstellung in gleichmäßig verändertem Maßstabe besitzt man in der gewöhnlichen photographischen Aufnahme ein ebenso bequemes wie genaues Verfahren, zu dem bei Strichzeich-

nungen als weiteres die Umzeichnung durch den Storchschnabel oder Pantographen tritt.

Soll jedoch der Maßstab der Abbildung in zwei zueinander senkrechten Richtungen verschieden, diese also nicht ähnlich, sondern affin sein, so fehlen bisher allgemein brauchbare, annähernd ebenso bequeme Mittel.

Das Rudolphsche Anamorphot würde ein solches Mittel sein, wenn es nicht notwendig einem bestimmten Verzerrungs- und Vergrößerungsverhältnis angepaßt wäre, so daß jede besondere Wahl dieser Werte im allgemeinen ein eigens dafür konstruiertes Objektiv erfordert. Überdies ist bei dem bisher allein praktisch ausgeführten Typus mit einfachen Zylinderlinsen eine hinreichende Verzeichnungsfreiheit nur innerhalb eines ziemlich kleinen Bildwinkelraumes zu erreichen. Dieser Mangel läßt sich allerdings durch die von Abbe angegebene Vervollkommnung des Instruments wesentlich einschränken, und vielleicht könnte man auch bei einiger Herabminderung der an die Bildschärfe gestellten Anforderungen die Einrichtung so umgestalten, daß wenigstens innerhalb gewisser Grenzen eine kontinuierliche Änderung des Verzerrungsverhältnisses möglich wäre. Indessen ist dies bis jetzt nicht geschehen, und auch die angedeutete Möglichkeit einer Ausdehnung des brauchbaren Bildfeldes würde bei einer besonders wichtigen Anwendung — bei der Umzeichnung ausgedehnter Registrierkurven — doch nicht ausreichen.

Was anderseits die mechanisch-graphische Transformation von Strichzeichnungen betrifft, so ließen sich bei Verwendung von Geradführungen allerdings kinematische Anordnungen angeben, die dem Zwecke der affinen Abbildung dienen könnten. Ist aber schon der gewöhnliche Pantograph in der praktischen Anwendung manchmal unbequem, weil die Beweglichkeit des Fahrstiftes außerhalb eines ziemlich beschränkten Feldes nach verschiedenen Richtungen hin verschieden ist, so würden jene theoretisch möglichen Konstruktionen sicherlich noch wesentlich größeren praktischen Schwierigkeiten begegnen.

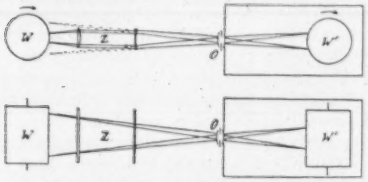
Diese Schwierigkeiten lassen sich nun aber sehr einfach dadurch beseitigen, daß man die Bewegungen der beiden zugeordneten Punkte in je zwei einander paarweise entsprechende Komponenten — am einfachsten in orthogonale nach den Hauptachsen der Abbildung — zerlegt und nur die eine davon durch den Fahr- und den Zeichenstift vollführen läßt, während die andere (mit Richtungsumkehr) der Unterlage gegeben wird. Besonders in dem bereits erwähnten, bei physikalischen und verwandten Anwendungen häufigsten und wichtigsten Falle, nämlich bei der Umzeichnung von Kurven, die den zeitlichen Verlauf irgendeiner beobachteten Größe darstellen, bei denen also die eine Bewegungskomponente an keiner Stelle rückläufig wird, bietet die praktische Durchführung dieses naheliegenden Gedankens keine Schwierigkeit. Ein hiernach von mir konstruierter Apparat[1]) ist seit mehreren Jahren am Magnetischen Observatorium in Potsdam im Gebrauch. Er dient dazu, die Aufzeichnungen der Variationen der erdmagnetischen Elemente, besonders bei Störungen, auf bestimmte Maßstäbe der Zeit und der Größe zu reduzieren. Es ist dies vor allem wichtig, wenn man die gleichzeitigen Registrierungen an verschiedenen Observatorien in ihren Einzelheiten miteinander vergleichen will. Den einen Hauptbestandteil des Apparates bilden zwei durch eine stetig verstellbare Reibungskoppelung zwangläufig verbundene, durch ein Uhrwerk langsam gedrehte Walzen, auf die die Originalaufnahme und das Papier für die Umzeichnung aufgespannt werden. Der andere Hauptteil sind zwei auf Schienen vor den Walzen entlang laufende kleine Wagen, die den Fahr- und den Zeichenstift tragen, und die gemeinsam mit Hilfe einer einfachen Hebelvorrichtung in einem bestimmten, gleichfalls beliebig variablen Geschwindigkeitsverhältnis bewegt werden. Besonders vorteilhaft ist es, daß sich durch Benutzung einer leichtflüssigen autographischen Tinte auf diesem Wege Kopien erzielen lassen, die einen Umdruck auf den Stein und damit eine einfache und billige Vervielfältigung der Zeichnung gestatten.

Dasselbe Prinzip läßt sich nun auch auf die photographische Reproduktion anwenden, die in manchen Fällen, besonders wenn es auf eine genaue Wiedergabe auch der feinsten Einzelheiten ankommt, den Vorzug vor der mechanischen Umzeichnung verdient. Nachdem ich schon seit Jahren die Konstruktion eines dazu bestimmten Apparates geplant, aus äußeren Gründen aber immer wieder aufgeschoben hatte, bemerkte ich kürzlich, daß sich die Einrichtung durch eine kleine Abänderung so gestalten läßt, daß sie mit einfachen Mitteln hergestellt werden kann. Dieser Umstand, der die Konstruktion eines besonderen Apparates überflüssig macht, veranlaßt mich, das Verfahren an dieser Stelle zu beschreiben.

In der Originalregistrierung bezeichne die immer wachsende Abszisse x die Zeit, während die Ordinate y die registrierte Größe darstellen

1) Beschrieben in der „Zeitschrift für Instrumentenkunde", Januar 1909, von K. Luyken, der ihn zur Reduktion seiner magnetischen Registrierungen auf Kerguelen (während der Deutschen Südpolar-Expedition) benutzt hat.

soll. Verlangt wird eine andere Kurvendarstellung durch einen Punkt $x'y'$ von der Art, daß $x'=nx$, $y'=my$ ist. Die dazu dienende Einrichtung ist in der beigefügten Figur schematisch im Aufriß und Grundriß angedeutet.



W ist eine Walze, die die gegebene Zeichnung (mit der y-Richtung parallel zur Walzenachse) trägt, W' eine zweite Walze, auf die das Papier für die photographische Aufnahme aufgespannt wird. W und W' liegen einander mit parallelen Achsen gegenüber und drehen sich langsam dergestalt, daß die Umfangsgeschwindigkeit von W' gerade n mal so groß ist, wie diejenige von W. (In den meisten Fällen wird eine Verbindung durch einen Schnurumlauf mit Auswechselung der Riemscheiben beim Übergang zu einem andern Maßstabsverhältnis genügen. Soll n stetig verändert werden können, so wird natürlich die Einschaltung eines Getriebes mit Friktionsscheibe oder eine andere, dasselbe leistende Hilfsvorrichtung nötig.)

Vor W befindet sich ein Zylinderlinsensystem Z, das bei Beschränkung auf enge und der Richtung des Hauptschnittes benachbarte Büschel einen Streifen der Zeichnung von der geringen Breite Δx an derselben Stelle virtuell so abbildet, daß in der Ordinatenrichtung der Maßstab erhalten bleibt, während in der Abszissenrichtung die gewünschte Verzerrung, hier also die Verbreiterung auf den Betrag $nx:m=\nu x$ eintritt. (Von dem Einfluß der Dicke der Zylinderlinsen und der Bildkrümmung ist hierbei abgesehen.) Das so erhaltene virtuelle Bild wird dann seinerseits mit Hilfe eines gewöhnlichen photographischen Objektivs O auf W' in m-facher Größe abgebildet.

Das Wesentliche an dem beschriebenen einfachen Verfahren ist der Umstand, daß die Bewegung des Bildpunktes, die vermöge der Abbildung aus derjenigen des Objektpunktes entspringt, mit der Bewegung des Oberflächenpunktes von W', auf den er fällt, übereinstimmt, daß das Bild also relativ zu W' ruht. Die photographische Wirkung summiert sich somit während der ganzen Zeit, die ein Objektpunkt braucht, um die Streifenbreite Δx zu durchlaufen. Da man diese Zeit, theoretisch wenigstens, beliebig verlängern kann, so ist die Möglichkeit gegeben, sowohl diesen Streifen schmal zu wählen, als auch das Objektiv stark abzublenden. Infolgedessen lassen sich die Abbildungsfehler, abgesehen von der besonders zu beseitigenden chromatischen Abweichung, beliebig herabdrücken. Nur in der y-Richtung, in der das Gesichtsfeld eine große Ausdehnung besitzt, bleibt die Möglichkeit einer Verzeichnung bestehen, derzufolge $y'=ny(1+\alpha y^2..)$ mit α als einer kleinen Größe wird. Auf die Frage, ob und wie auch diese beseitigt werden könnte, braucht hier bei ihrem geringen Betrage um so weniger eingegangen zu werden, als in den meisten praktisch vorkommenden Fällen schon die ursprüngliche Ordinate y der physikalischen Größe, die sie darstellen soll, nicht genau proportional ist. Selbst in der Originalaufnahme muß man also gelegentlich zur Auswertung der Ordinaten eine besonders dafür eingerichtete Skala benutzen oder an die unmittelbar gemessenen Größen eine kleine Korrektion anbringen; bei dem Übergang zur transformierten Kurve tritt also keine wesentliche Änderung, sondern nur eine solche im Betrage der Korrektionskoeffizienten ein.

In den meisten Fällen wird es schließlich genügen, statt des Systems Z eine einfache Zylinderlinse von geringer Brennweite (verglichen mit derjenigen von O) zu verwenden, und zwar eine kollektive oder dispansive, je nachdem $\nu>1$ oder $\nu<1$, d. h. $n>m$ oder $n<m$ ist. Der hierbei auftretende, verhältnismäßig starke Astigmatismus der abbildenden Büschel läßt sich in seiner Wirkung durch deren enge Begrenzung in O auf einen praktisch nicht mehr störenden Betrag herabsetzen. Die Benutzung einer solchen einfachen Linse ist besonders dann bequem, wenn auf eine leichte Veränderung des Verzerrungsverhältnisses ν Wert gelegt wird, da diese durch bloße Verschiebung der Linse gegen die Walze W erreicht werden kann, während bei einem zusammengesetzten System Z eine bestimmte Beziehung zwischen den gleichzeitigen Verschiebungen beider Bestandteile eingehalten werden muß.

Die erhaltene Abbildung ist offenbar spiegelverkehrt, was aber im allgemeinen gerade erwünscht sein wird, weil das davon zu nehmende Positiv wieder die richtige Anordnung zeigt. Durch Einschaltung eines bildumkehrenden Prismas in den Strahlengang kann diese Anordnung aber natürlich auch im Negativ erreicht werden.

Auf eine Reihe naheliegender Modifikationen der Einrichtung und des Verfahrens (z. B. die vielleicht manchmal vorteilhafte Zerlegung in zwei Operationen, deren eine wesent-

lich die Verzerrung bei stets gleichem n liefert, während die andere $n:m$ nicht mehr ändert, oder die Anwendung auf Fälle, in denen die Unterlage der bildlichen Darstellung ein fortlaufendes Band oder eine Platte ist) braucht wohl kaum hingewiesen zu werden.

Ebenso erscheint es überflüssig, die bei der Aufstellung zu beachtenden Größen- und Lagenbeziehungen, die sich hinreichend genau aus der elementaren Linsengleichung ergeben, hier zu entwickeln. Statt dessen mögen einige Angaben über eine am Observatorium zu Potsdam von meinem Kollegen Herrn Dr. Kühl ausgeführte Prüfung des Verfahrens hinzugefügt werden, die einen Anhalt zur Beurteilung seiner praktischen Verwendbarkeit liefern.

Die Originaldarstellungen (erdmagnetische Störungskurven von 48 und 19 cm Ausdehnung in der x- und der y-Richtung) und das photographische Papier (hochempfindliches Bromsilberpapier) wurden auf die Walzen zweier gleichen Registrierapparate aufgespannt, die unabhängig voneinander durch besondere Uhrwerke in 2,8 oder 24 Stunden um ihre Achse gedreht werden können. Für n ließen sich demgemäß die Werte 1, 3, 4, $^1/_3$ und $^1/_4$ nach Belieben wählen. Die vorwiegend benutzte, nicht achromatische Zylinderlinse von 20 cm Länge hat im Hauptschnitt eine Brennweite von rund 4,5 cm und eine Öffnung von über 3 cm. (Eine andere von größerer Brennweite gab bei $n = 3$, $m = 1$ schon astigmatische Abweichungen von störendem Betrage.) Als Objektiv diente ein Antiplanet von Steinheil von ungefähr 26 cm Brennweite. Zur Beleuchtung wurden zwei Auerbrenner möglichst nahe an W aufgestellt. Für die Einstellung auf Bildschärfe sowohl wie auf die gewünschten Maßstabsverhältnisse wurde (unter Verwendung eines Liniennetzes als Objektes) die Walze W' durch eine Mattscheibe ersetzt.

In einem Falle, der als Beispiel erwähnt werden mag, befand sich die Zylinderlinse 3,3 cm vor der Walze, so daß der virtuelle Bildpunkt eines Kurvenpunktes im Hauptschnitt etwas mehr als 12 cm von der Linse entfernt lag. Es war somit genähert $\nu = 3{,}6$ Die Abstände des Objektivs von W und W' waren andererseits rund 33 und 121 cm, woraus $m = 1:3{,}6$ folgt. Dies ergibt $\nu = \nu m = 1$, d. h. in der Abszissenrichtung im Bilde denselben Maßstab wie im Original, während die Ordinaten auf den Bruchteil $1:3{,}6$ oder 0,28 verringert sind. Die astigmatische Einstellungsdifferenz wurde zu $33{,}3 - 32{,}7 = 1{,}1$ cm ermittelt, was mit dem aus den vorstehenden Angaben abzuleitenden Werte 0,7 cm hinreichend übereinstimmt. Bei der starken Abblendung des Objektivs auf eine Austrittspupille von etwa 0,6 cm folgt hieraus für die gewählte mittlere Einstellung ein Zerstreuungskreis von kaum 0,1 mm Durchmesser. Statt einer Abgrenzung des Streifens Δx wurde eine damit annähernd gleichwertige Abblendung der Zylinderlinse auf einen Mittelstreifen von 1 cm Breite benutzt. Übrigens ergab sich auch bei Ausnützung der vollen Öffnung noch eine während der Bewegung genügend konstante Strahlenvereinigung. Beide Walzen vollführten eine Umdrehung in zwei Stunden; ebensolang war die für die Reproduktion des ganzen Blattes gebrauchte Zeit. Jedes Flächenelement war also in diesem Falle, in dem es eine Verkleinerung auf etwa $^1/_4$ erfuhr, ungefähr zwei Minuten lang wirksam beleuchtet. Hieraus läßt sich leicht für andere Fälle ein erster Anhalt zur genäherten Vorausbestimmung der zweckmäßigsten Umfangsgeschwindigkeit der Walzen gewinnen.

Potsdam, November 1909.

(Eingegangen 2. Dezember 1909.)

Über die Bildung von Ozon unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes. (Sur la production d'ozone sous l'influence de la lumière ultraviolette.)

Von Edm. Van Aubel.

Lenard[1]) war der erste, der im Jahre 1900 beobachtete, daß das ultraviolette Licht die Luft ozonisiert. Goldstein[2]), Regener[3]), Franz Fischer und F. Braehmer[4]) haben dieses Ergebnis bestätigt.

Franz Fischer und F. Braehmer haben den Einfluß der verschiedenen Faktoren auf die Ozonbildung untersucht, insbesondere die Bedeutung der Temperatur des Gases. Dagegen hat Regener gezeigt, daß das ultraviolette Licht nicht nur in dem Sinne auf den Sauerstoff wirkt, daß es ihn ozonisiert, sondern daß es auch das gebildete Ozon desozonisiert, so daß sich ein Gleichgewicht zwischen dem Sauerstoff und dem Ozon im ultravioletten Licht herstellt.

Es schien sonach, daß die Bildung von Ozon unter dem Einflusse des ultravioletten Lichtes als eine ganz feststehende Erscheinung angesehen werden könnte, als zwei Veröffent-

1) Eder, Photochemie, 3. Aufl., 1906, S. 110, 111.
2) Goldstein, Chem. Ber. **36**, 3042, 1903.
3) Sitzungsber. d. Kgl. preuß. Akad. d. Wiss., Berlin, 1904, S. 1228.
4) Franz Fischer und F. Braehmer, diese Zeitschr. **6**, 576, 1905; **7**, 312, 1906.

lichungen von H. Bordier und T. Nogier[1]) über den Geruch erschienen, den die Luft annimmt, wenn sie den von der Quecksilberdampflampe ausgesandten ultravioletten Strahlungen ausgesetzt wird.

Bordier und Nogier unterwarfen das Wasser, mit dem die bestrahlte Luft gewaschen worden war, verschiedenen Analysen und konnten trotz der Empfindlichkeit der angewandten Reagenzien nicht die geringste Spur von Ozon nachweisen. Sie haben dann eine Erklärung für den „rein subjektiven" Geruch eines von der Quecksilberdampflampe bestrahlten Gases gegeben.

Franz Fischer[2]) hat kürzlich die Versuche von Bordier und Nogier kritisiert. Ich habe Gelegenheit gehabt, über diese Frage einige Versuche anzustellen, die mir entscheidend zu sein scheinen, und ich erachte es für zweckmäßig, sie hier anzugeben.

Eine Quecksilberdampflampe aus Quarzglas von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft zu Berlin von der für Beleuchtungszwecke benutzten Form diente zu meinen Versuchen. Diese Lampe ist mit einer großen Schutzglocke aus Glas versehen. Ich habe die Gegenwart des Ozons in einer Flüssigkeit nachzuweisen versucht, die von dem Brennkörper der Lampe bestrahlt worden war. Bekanntlich löst sich Ozon nicht in Wasser, sondern wirkt auf diese Flüssigkeit in dem Sinne, daß es Wasserstoffsuperoxyd ergibt. Im Hinblick auf die Ergebnisse der beiden französischen Gelehrten schien mir die Verwendung einer Flüssigkeit, die große Mengen Ozon zu lösen vermag, unerläßlich.

Ich stellte einen Porzellanbehälter mit Olivenöl, das Ozon leicht löst[3]), in die Glasglocke der Quecksilberdampflampe, etwa 25 cm von dem Quarzbrennkörper entfernt. Nach Verlauf von $2\,^1/_4$ Stunden war dieses Öl vollkommen farblos geworden. Es wurde dann aus der Glocke herausgenommen, und nach dem Abkühlen wurde eine Probe davon mit einer Lösung von Jodkaliumstärkekleister geschüttelt. Das Reagens wurde nach 45 Minuten ganz deutlich blau. Nicht bestrahltes Olivenöl ergab unter denselben Bedingungen, selbst nach mehreren Tagen, keinerlei Färbung.

Ich stellte den gleichen Versuch in der Weise an, daß ich käufliches Petroleum den ultravioletten Strahlen aussetzte. Nach fünf Stunden wurde diese Flüssigkeit gelb und ergab bei Behandlung mit der Jodkaliumstärkekleisterlösung nach fünf Minuten eine ganz ausgesprochen blaue Färbung. Eine Röhre, die zum Vergleich nicht bestrahltes Petroleum enthielt, lieferte mit demselben Reagens keine blaue Färbung[1]).

Terpentinöl ist für diesen Versuch nicht recht verwendbar, weil es fast immer ozonisiert ist.

Nach den mit dem Olivenöl und mit dem Petroleum erzielten Erfolgen stellte ich einen Porzellanbehälter mit destilliertem Wasser in das Innere der Glasglocke der Quecksilberdampflampe, und zwar in denselben Abstand von dem Quarzbrenner wie zuvor. Das Wasser wurde vierzehn Stunden lang den ultravioletten Strahlen ausgesetzt. Ich ließ es dann abkühlen und bediente mich zum Nachweise der Gegenwart von Wasserstoffsuperoxyd der Wirkung dieses Stoffes auf die photographische Platte. Die Untersuchungen von Precht und Otsuki[2]) haben die außerordentliche Empfindlichkeit dieser Wirkung dargetan. Ich brachte also in zwei identische Kristallisierschalen einerseits das bestrahlte Wasser, andererseits Wasser, das aus dem Laboratorium entnommen war. Die Kristallisierschalen wurden mit derselben photographischen Platte bedeckt und das Ganze vor Licht geschützt. Nach zwei Tagen wurde die photographische Platte entwickelt: Nur das bestrahlte Wasser hatte auf sie eingewirkt.

Es muß daran erinnert werden, daß Miroslaw Kernbaum[3]) unter Verwendung weniger empfindlicher Methoden als der eben erwähnten nachgewiesen hat, daß die ultravioletten Strahlen Wasser unter Bildung von Wasserstoffsuperoxyd zersetzen.

Schließlich habe ich noch einen letzten Versuch angestellt: Auf den Boden einer flachen Porzellanschale wird ein Stück Filtrierpapier gelegt, das mit Jodkaliumstärkekleisterlösung getränkt ist. Parallel zu dem Blatt Filtrierpapier und in einer Entfernung von etwa 1,2 mm von diesem, bringt man eine 4 mm dicke Quarzplatte an. Die Schale wird auf den Boden der Glasglocke der Quecksilberdampflampe gestellt und das Filtrierpapier den ultravioletten Strahlen ausgesetzt. Diese durchdringen den Quarz, aber die Luft, die in der Glocke enthalten ist und ozonisiert wird, kann nicht gut unter der Quarz-

1) C. R. **147**, 354, 1908. — Arch. d'électricité médicale, Bordeaux, **16**, 799, 1908.
2) Diese Zeitschr. 10, 453, 1909.
3) Dammer, Handbuch der anorganischen Chemie **4** 128.

1) In einer demnächst erscheinenden Mitteilung wird von der Wirkung des dem Sonnenlichte ausgesetzt gewesenen käuflichen Petroleums auf die photographische Platte die Rede sein.
2) Zeitschr. f. phys. Chemie **52**, 236, 1905.
3) C. R. **149**, 273, 1909.

platte hindurchstreichen, während sie auf das Filtrierpapier an den nicht durch diese Platte geschützten Stellen ungehindert einwirken kann. Man stellt denn auch nach Verlauf von zwei Minuten fest, daß das Filtrierpapier nur an den Stellen kräftig blau geworden ist, die nicht unter der Quarzplatte liegen.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. November 1909.)

Ein neues Drehspul-Zeigergalvanometer.

Von M. Mohs.

Im folgenden soll auf ein Zeigergalvanometer der Drehspultype hingewiesen werden, dessen hohe Empfindlichkeit und eigenartige Konstruktion einiges Interesse verdienen dürfte.

Da Spiegelgalvanometer stets genau nach der Wasserwage eingestellt werden müssen, so ist für ihre Verwendung außerhalb der Laboratorien die Mitnahme eines besonderen Stativs erforderlich, und hierdurch wird — bei häufigem Wechsel des Standortes oder bei erschwerter Aufstellungsmöglichkeit — die Messung etwas unbequem und zeitraubend. Es ist daher der Wunsch nach einem Galvanometer begreiflich, welches keiner besonderen Aufstellung bedarf und das trotzdem noch genügend Empfindlichkeit besitzt, um in vielen Fällen ein Spiegelinstrument ersetzen zu können. Diesen beiden Anforderungen will das zu beschreibende Galvanometer genügen.

Wenn man nach einem unabhängig von der Aufstellung benutzbaren Instrument sucht, wird man in erster Linie an ein solches denken, dessen System zwischen Spitzen gelagert ist. Für Galvanometer ist diese Art aber nur dann verwendbar, wenn man — um die gewünschte Empfindlichkeit zu erreichen — die als Gegenkraft dienenden Spiralfedern sehr schwach nimmt. Es besteht dann natürlich die Gefahr, daß die kleinen Direktionskräfte die Drehspule nicht mehr sicher zurückführen, wenn — wie beim Gebrauch fast unvermeidlich — die Stein- und Spitzenlagerung etwas abgenutzt ist. Aus diesem Grunde ist auch bei dem vorliegenden Galvanometer auf die Spitzenlagerung verzichtet und dafür ein aufgehängtes System gewählt worden, bei dem aber durch eine neuartige Anordnung die für ambulanten Gebrauch unerwünschten Eigenschaften der aufgehängten Systeme vermieden sind. Wie aus Fig 1, welche die Konstruktion schematisch wiedergibt, zu ersehen, ist das die

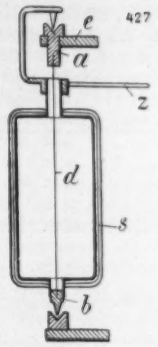


Fig. 1.

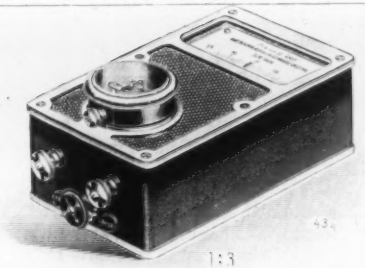
Spule tragende Metalldrähtchen oder Band d mit dieser bei b verbunden, während das andere Ende von d an der Brücke bei a befestigt ist. Im Gegensatz zu den bisher bekannten, aufgehängten Systemen ist die Aufhängestelle also nicht ober-, sondern unterhalb des Schwerpunkts der Spule gelegt worden. Bei dieser eigenartigen Anordnung konnte das Aufhängeband relativ lang werden, ohne daß sich dadurch der Aufbau des ganzen Instrumentes erhöht hätte, oder die Anwendung eines Schlotes oder Domes nötig gewesen wäre. Da sich das System infolge seiner Aufhängung im tiefsten Punkte im labilen Gleichgewicht befindet, so mußte eine Einrichtung vorgesehen werden, die dem Bestreben der Spule, umzukippen, entgegenwirkt. Zu diesem Zwecke ist der Rahmen mit einem gekröpften Arm verbunden, der in eine feine Stahlspitze ausläuft, welche frei in einem senkrecht über der Drahtbefestigung befindlichen Lager a spielt. Zur besseren Zentrierung des Systems endet auch die untere Befestigungsstelle b in einer Spitze, die gleichfalls von einem Ringlager umgeben ist. Die Spitzen und Steinlager dienen aber nicht etwa dazu, den Rahmen zu tragen, wie man nach dem Vorgang der technischen Drehspulinstrumente vermuten könnte, sondern sie haben nur den Zweck, Kippungen und Pendelungen zu begrenzen, während die Spule ausschließlich von dem Aufhängedraht schwebend gehalten wird. Dadurch, daß die Spitzen vom Gewicht des Systems entlastet sind, können sie sich nur ganz leicht gegen die Steinlager anlehnen und infolgedessen auch keine merkliche Reibung verursachen, wie sich dies auch bei den nach diesem Prinzip gebauten Instrumenten gezeigt hat. Infolge des langen Aufhängebandes verursachen auch langdauernde, große

Ablenkungen keine störenden elastischen Nachwirkungen, so daß das Galvanometer gleich gut für Nullmethoden wie für Ausschlagsmethoden zu verwenden ist. Die mit der Konstruktion angestrebte Unabhängigkeit des Instruments von einer genauen Einstellung in die Horizontale hat sich gut erreichen lassen. Neigungen des Galvanometers bis etwa 10 Grad beeinträchtigen noch nicht die freie Beweglichkeit der Drehspule, so daß man Messungen auf jeder nur einigermaßen ebenen Unterlage — evtl. auch das Instrument in der Hand haltend — vornehmen kann.

Es seien nun noch die Daten über eine speziell für hohe Spannungsempfindlichkeit hergestellte Galvanometertype aufgeführt.

Der Klemmenwiderstand beträgt etwa 3 Ohm. Im ungedämpften Zustand hat das Galvanometer eine Schwingungsdauer von 3,4 Sekunden. Bei einem äußeren Schließungskreis von etwa 9 Ohm wird der Ausschlag aperiodisch, so daß also ca. 12 Ohm den Widerstand für den aperiodischen Grenzfall darstellen. Da das Instrument für einen Ausschlag von einem Bogengrad einen Strom von 0,0000026 Amp. benötigt, so berechnet sich hieraus die Voltempfindlichkeit zu 0,000031 Volt.

Fig. 2 gibt das Bild eines kleineren Modells, welches bei 280 Ohm eine Stromempfindlichkeit



1:3

Fig. 2.

von 0,00000032 Amp. pro Bogengrad besitzt. Da die Entfernung zwischen zwei Teilstrichen ca. 1,5 mm beträgt, so läßt sich bei beiden Typen noch der zehnte Teil dieser Werte bequem schätzen.

So vereinigt diese der Firma Hartmann & Braun A.-G. in Frankfurt a. M. durch Gebrauchsmuster geschützte Konstruktion auf einer mittleren Linie manche Vorzüge der aufgehängten mit denen der in Spitzen gelagerten Systeme, indem sie bei ausreichender Empfindlichkeit einerseits eine besondere Aufstellung unnötig macht und andererseits eine nachträglich eintretende Verschlechterung der Lagerung und die damit verbundene, unsichere Einstellung bzw. verminderte Empfindlichkeit ausschließt.

(Eingegangen 27. November 1909.

Regelmäßige Folgen unregelmäßiger Brechung in der Sonne.

(Regular consequences of irregular refraction in the sun.)

Von W. H. Julius.

Die auf unserer Netzhaut oder in der Brennebene eines Fernrohres erzeugten Bilder können wir als geometrische Projektionen lichtemittierender Objekte ansehen. Unsere Vorstellung von dem Objekte, wie wir sie aus der Gestalt des Bildes herleiten, beruht auf der Gültigkeit dieser Regel. Wenn sie nicht mehr gültig ist, wenn beispielsweise die Strahlen beim Durchgange durch eine wirbelnde Luftmasse gekrümmt werden, so daß sie nicht mehr homozentrische Strahlenbündel bilden, so wird uns die Lichtverteilung in der Brennebene eine falsche Vorstellung von dem Objekte geben. Was wir dann beobachten, ist kein „Bild".

Wir können nicht wohl daran zweifeln, daß Strahlen beim Durchgange durch ausgedehnte gasförmige Teile von Himmelskörpern in unregelmäßiger Weise von der geraden Linie abweichen. Wenn wir solche Strahlen in einem Fernrohre auffangen, so bilden sie kein Bild der Lichtquelle. Wir müssen indessen unsere Schlüsse in betreff der Verteilung der Materie und anderer örtlicher Verhältnisse in der Sonne von den in der Brennebene sichtbaren Erscheinungen herleiten. Bei der Deutung dieser Erscheinungen sind wir daher gezwungen, dem wahrscheinlichen Verlauf der Strahlen innerhalb des betrachteten Himmelskörpers Rechnung zu tragen.

Die meisten Forscher auf dem Gebiete der Sonnenphänomene haben dies bislang nie für nötig erachtet. Man spricht von Sonnenflecken, Fackeln, Flocculi, Protuberanzen, als wenn sie leuchtende „Objekte" wären, von denen uns unsere Fernrohre die geometrisch projizierten „Bilder" zeigen. Das schließt die Voraussetzung ein, daß die Krümmung der Strahlen

in der Sonne zu unbedeutend ist, um irgendwelchen beträchtlichen Einfluß auf die Erscheinung zu haben.

Die Astrophysiker können natürlich nur schwer ihren unbegrenzten Glauben daran aufgeben, daß sie es mit optischen Bildern realer Objekte zu tun haben, solange nicht sehr kräftige Beweise für das Gegenteil erbracht werden. Allerdings möchte es auf den ersten Blick scheinen, als würde uns ein solcher Verlust des Vertrauens zu den gewohnten Formen jegliche Handhabe für die Erscheinungen an der Sonne rauben und alle unsere Begriffe ins Ungewisse verweisen. Aber wir müssen diesen Schritt nichtsdestoweniger tun, und wir wollen versuchen, zu zeigen, daß der neue Weg uns nicht ins Ungewisse führt, sondern im Gegenteil zu ganz bestimmten Begriffen, durch die sich der Zusammenhang der hauptsächlichen Erscheinungen an der Sonne klar darstellen läßt.

Über den vermutlich in der Sonnenatmosphäre vorhandenen Grad der Brechung.

Wir stellen uns die Sonne als eine glühende Masse vor, die von einer gasförmigen Hülle, welche wir die „Sonnenatmosphäre" nennen wollen, umgeben ist. Ob diese letztere allmählich oder plötzlich in den Hauptkörper übergeht, spielt einstweilen keine Rolle. Die Bestandteile der Atmosphäre können gründlich gemischt sein, aber die mittlere Zusammensetzung und Dichte des Gemisches wird sich längs des Radius ändern. In der vorliegenden Arbeit wollen wir nur den Einfluß behandeln, den das selektiv absorbierende Gasgemisch, welches die Sonnenatmosphäre bildet, auf das seitens der tiefer gelegenen Schichten der Sonne emittierte weiße Licht ausübt. Vielleicht bestehen örtliche Anhäufungen einzelner Gase; wir wollen diese Möglichkeit jetzt außer Betracht lassen. Ebensowenig wollen wir im folgenden die Tatsache beachten, daß selektive Strahlung seitens der Sonnenatmosphäre in merklichem Grade zu dem beobachteten Sonnenlichte beitragen kann.

Außer in der Richtung des Radius wird sich die Dichte sicherlich auch in anderen Richtungen ändern, und zwar wegen der Bewegung der Gase in unregelmäßiger Weise. Der fragliche Punkt ist folgender: Können wir vernunftgemäß das Vorhandensein von Gradienten der Dichte annehmen, die genügend groß sind, um irgendwelche beträchtliche Brechungseffekte hervorzubringen?

Wenn in der Sonne unregelmäßige Gradienten der Dichte auftreten, die ihrer Größe nach mit dem vertikalen Gradienten in unserer Erdatmosphäre nahe der Oberfläche,

$$\left(\frac{dA}{ds} = 16 \times 10^{-10}\right),$$

vergleichbar sind, so muß die Lichtverteilung über die Sonnenscheibe dadurch bereits durchaus merklich beeinflußt werden. Wir haben nämlich in Gasen zwischen dem Gradienten $\frac{dA}{ds}$, der Brechungskonstante oder dem spezifischen Brechungsvermögen $K = \frac{n-1}{A}$ und dem Krümmungsradius ϱ der senkrecht zum Gradienten verlaufenden Strahlen die angenäherte Beziehung [1]:

$$\frac{dA}{ds} = \frac{1}{K\varrho}.$$

Nehmen wir an, daß der mittlere Wert von K in dem Gemisch nicht allzusehr von 0,5 verschieden ist, so ergibt sich aus unserer Gleichung:

$$\varrho = 1{,}25 \times 10^9 \text{ cm}.$$

Das bedeutet, daß der Krümmungsradius der rechtwinkelig zu dem angenommenen Gradienten fortschreitenden Strahlen kleiner ist als ein Fünfzigstel des Halbmessers der Photosphäre ($r = 7 \times 10^{10}$ cm). Selbst innerhalb einer verhältnismäßig dünnen Schicht der Sonnenatmosphäre kann daher das aus tieferen Schichten kommende Licht seine Richtung sehr merklich ändern.

Dieser Schluß gilt a fortiori für Schichten, in denen der Druck mehrere Atmosphären beträgt, weil dort die Gradienten gleichfalls wahrscheinlich den angenommenen Wert überschreiten.

Und die Bedeutung der Strahlenkrümmung wächst wiederum stark für solche Wellen, die der nächsten Umgebung von Absorptionslinien angehören. Diese Wellen erleiden anomale Dispersion. Für sie kann die Brechungskonstante des absorbierenden Gases mehrere hundertmal größer sein als 0,5. Selbst wenn dieses Gas nur einen kleinen prozentischen Bruchteil des Gemisches ausmacht, und demzufolge auch die Gradienten seiner Dichte nur einen geringen prozentischen Bruchteil von denen der Atmosphäre ausmachen, selbst dann wird daher das in Rede stehende Licht stärker gekrümmt werden als normal gebrochene Strahlen. Seine Krümmungshalbmesser werden in der Tat im Vergleich mit dem Halbmesser der Photosphäre sehr klein sein, und viel klei-

1) Proc. Roy. Acad. Amsterdam **9**, 352, 1906; Astrophys. Journ. **25**, 167, 1907.

nere Gradienten als der oben angenommene würden bereits genügen, um bei derartigen Wellen sehr ausgesprochene Brechungseffekte hervorzubringen.

Über den Einfluß einer örtlichen Verdünnung oder Verdichtung in der Sonnenatmosphäre auf die Verteilung des durchgelassenen Lichtes.

In Fig. 1 stellt SS' einen Teil eines zentralen Schnittes durch die Oberfläche der Photosphäre dar. Ob wir in dieser Fläche

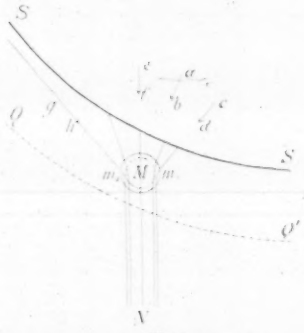


Fig. 1.

eine physikalische Diskontinuität in den Verhältnissen der Materie finden, oder nicht, ist für die nachfolgende Überlegung wenig von Belang. Daß sie vollkommen undurchsichtig sei, ist nicht wahrscheinlich. Wir können daher mit Sicherheit annehmen, daß ein äußerer Punkt M in der Richtung ab mehr Licht empfängt als in anderen Richtungen cd, ef, gh[1]). Ein Beobachter möge sich in großer Entfernung, in N, befinden. Wir denken uns, die Atmosphäre $SQQ'S'$ habe überall eine gleichförmige Dichte, ausgenommen in der Umgebung von M. An diesem Punkte möge die Dichte ein Minimum (Fall A) oder ein Maximum (Fall B) sein und von da aus allmählich in den allseitig herrschenden gleichförmigen Wert übergehen. Wir wollen annehmen, daß der Gradient in dem Raume zwischen den beiden kleinen Kreisen am größten sei. Die Fig. 1 bezieht sich auf den Fall A. Strahlen, die aus der Umgebung von M in der Richtung MN austreten, haben daselbst eine Krümmung erlitten, deren konkave Seite den Gebieten größerer optischer Dichte zugekehrt und somit von M abgewendet ist. Von einem entfernten Punkte N aus wird man eine gewisse Helligkeitsverteilung beobachten. Diese Verteilung wird bestimmt: **1.** durch die Richtung und Größe der Gradienten der Dichte, und **2.** durch die Richtung und Intensität des Lichtes, das in unser Gebiet ungleicher Dichte eintritt. Eine strenge Lösung würde die Kenntnis der Dichte in jedem einzelnen Punkte sowie der jeder Einfallsrichtung entsprechenden Intensität erfordern. Es läßt sich aber unschwer erkennen, daß das hauptsächliche Ergebnis folgendermaßen ausfallen muß: In der Mitte des Verdünnungsgebietes erscheint die Intensität des Hintergrundes so, wie sie in der Richtung fe gesehen wird; gegen den Rand m_1 hin wird die Helligkeit zunächst zunehmen, weil wir auf Strahlen treffen, die radial aus der Photosphäre austreten (Richtung ab); weiterhin wird die Helligkeit vielleicht abnehmen (Richtung cd); in der Nähe des Randes m_2 muß sie aber sicherlich sehr gering sein, weil von dort her nur solche Strahlen den Beobachter erreichen können, die nicht aus der Photosphäre kommen.

Unser Verdünnungsgebiet erscheint somit, trotzdem es vollkommen durchsichtig ist, wie ein Objekt, welches auf der linken Seite weniger, auf der rechten Seite mehr Licht aussendet als der Hintergrund.

Wenn in den Teilen der Atmosphäre, die unser Verdünnungsgebiet umgeben, die Dichte nicht vollkommen gleichförmig wäre, so würde die Helligkeitsverteilung in dem betrachteten Gebiete sicherlich dadurch beeinflußt werden, jedoch nicht so stark, daß damit der allgemeine Charakter unseres Ergebnisses verändert werden würde.

Aus dem Falle A können wir folgende allgemeine Regel herleiten:

Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Minimum hindurchgeht, und welches, von der Erde aus gesehen, exzentrisch auf die Sonnenscheibe projiziert wird, wird auf der dem Mittelpunkte der Scheibe abgewandten Seite dunkler als die Umgebung erscheinen und kann auf der dem Mittelpunkte zugekehrten Seite heller sein. Diese letztere Eigenschaft erfordert jedoch, daß die Entfernung vom Mittelpunkte nicht zu klein ist.

Wenn das Verdünnungsgebiet in die Nähe des Mittelpunktes der Sonnenscheibe projiziert wird, so wird es auf allen Seiten einen dunklen Rand zeigen.

Wir wollen nun den Verlauf des Lichtes durch ein kleines Gebiet betrachten, welches ein Dichtemaximum einschließt (Fall B,

[1]) Diese Annahme wird durch Betrachtungen gestützt, auf die weiter unten eingegangen werden soll (siehe Fußnote 1 auf Seite 67, Spalte 2).

Fig. 2). Wiederum werden die Strahlen in der Weise gekrümmt, daß ihre konkave Seite den Stellen größerer optischer Dichte zugekehrt ist, also der Stelle M zu[1]). Von N aus betrachtet, macht das Gebiet rings um M den Eindruck, als ob dort ein Objekt vorhanden wäre, das auf der linken Seite mehr, auf der rechten Seite weniger Licht aussendete als der Hintergrund.

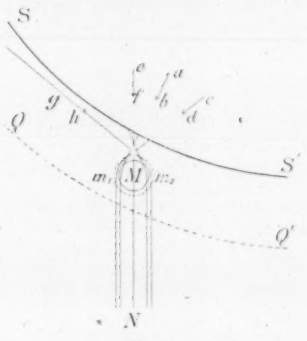


Fig. 2.

Aus dem Falle B leiten wir folgende Regel ab:

Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Maximum hindurchgeht, und welches exzentrisch auf der Sonnenscheibe gesehen wird, wird auf der dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrten Seite dunkler erscheinen als die Umgebung und kann auf der dem Mittelpunkte abgewandten Seite heller sein als die Umgebung, vorausgesetzt, daß die Entfernung vom Mittelpunkte nicht zu klein ist.

Wenn das Verdichtungsgebiet in die Nähe des Mittelpunktes projiziert wird, so wird es auf allen Seiten einen dunklen Rand zeigen.

In unserem Schema haben wir angenommen, daß das Gebiet geringerer oder größerer optischer Dichte angenähert sphärisch sei. Um uns zu vergewissern, ob die vorstehenden Regeln den allgemeinen Charakter der Helligkeitsverteilung immer darstellen, auch dann, wenn die Gradienten der Dichte weniger einfach, oder sogar ganz unregelmäßig angeordnet sind, können wir die Untersuchung durch Anstellen einiger einfacher Versuche ergänzen.

Einige Versuche mit gekrümmten Strahlen.

Eine gesättigte Kochsalzlösung hat bei 15° C das spezifische Gewicht 1,204. Genau so groß ist das spezifische Gewicht eines Gemisches aus 78 Teilen reinen Glyzerins und 22 Teilen Wasser. Ein Tropfen einer dieser Flüssigkeiten erhält sich ziemlich lange Zeit in der anderen schwimmend, löst sich aber allmählich auf. Infolge der großen Viskosität der ziemlich starken Glyzerinlösung treten bei dem Vorgange keine schnellen Konvektionsströme auf: Chlornatrium und Glyzerin diffundieren ineinander.

Der Brechungsindex der Glyzerinlösung für gelbes Licht ist 1,44, jener der Salzlösung 1,38. Die optische Dichte wird also in der Schicht, in welcher die Diffusion vor sich geht, rasch abfallen. Die Strahlen können sich dort mit einem Krümmungshalbmesser von nur einigen wenigen Millimetern krümmen. Nehmen wir beispielsweise an, die Schicht, in der die Diffusion stattfindet, sei in einem gewissen Augenblicke 0,02 cm dick, so erhalten wir für $\frac{dn}{ds}$ den Mittelwert

$$\frac{1{,}44 - 1{,}38}{0{,}02} = 3$$

und für den Krümmungshalbmesser den Wert:

$$\varrho = \frac{n}{\frac{dn}{ds}} = \frac{1{,}41}{3} = 0{,}47 \text{ cm}.$$

Diese Flüssigkeiten setzen uns also in den Stand, die unregelmäßige Strahlenkrümmung in der Sonnenatmosphäre nachzuahmen und dabei angenähert dasselbe Verhältnis zwischen den Krümmungshalbmessern der Strahlen einerseits und den Dimensionen der Lichtquelle andererseits beizubehalten, wenn wir der letzteren nur einen Durchmesser von einigen Zentimetern geben.

Die Versuche verliefen folgendermaßen:

Gegen die Rückwand eines Gefäßes aus Spiegelglas lehnte ich ein Diaphragma mit einer kreisrunden Öffnung, die mit Mattglas bedeckt war. Ein System großer Sammellinsen von kurzer Brennweite ließ ungefähr in 6 cm Abstand hinter dem Mittelpunkte der Öffnung im Diaphragma das Bild eines mit 3 Ampere betriebenen Lichtbogens entstehen. Das Mattglas wurde auf diese Weise zu einer kreisförmigen Lichtquelle, deren Helligkeit vom Mittelpunkte nach dem Rande zu allmählich abnahm.

1) Wenn die Gradienten der Dichte in den beiden Fällen A und B dieselben absoluten Werte hätten, so würden die Strahlen im allgemeinen ihre Richtung im Falle B stärker verändern als im Falle A, weil sie im Falle B in demselben Sinne gekrümmt sind wie die Flächen gleicher Dichte und daher einen längeren Weg in dem nicht homogenen Gebiete zurücklegen.

Das Gefäß möge zunächst mit unserer Glyzerinlösung gefüllt sein. Wir treiben einen Tropfen Salzlösung aus einer kleinen Glasröhre hinein, deren eines Ende wir zuvor zu einer langen und sehr dünnen Kapillare ausgezogen haben (damit das Glyzerin beim Eintauchen der Röhre möglichst wenig bewegt wird), während wir das andere Ende mit einem Gummihütchen verschlossen haben. Das Photogramm α auf Seite 61 zeigt drei Tropfen, die nacheinander aus demselben Röhrchen ausgetrieben worden sind. Sie verändern offenbar ihre Gestalt ziemlich langsam. Der auf der rechten Seite sichtbare ist der älteste; hier ist die Diffusion weiter vorgeschritten als bei den anderen Tropfen. In den Tropfen scheinen sich Lösungen von verschiedenem spezifischen Gewicht zu bilden; dabei bewegt sich ein Teil des Inhalts abwärts und ein anderer Teil aufwärts. Noch deutlicher ist das an dem Photogramm β zu sehen, in welchem drei Tropfen in einem späteren Stadium abgebildet sind. Im Innern aller dieser Tropfen ist die optische Dichte ein Minimum, auch in den feinen Fäden, wo die Diffusion weit vorgeschritten ist. Überall wird die für den Fall A geltende Regel vollauf bestätigt.

Einige Beispiele für den Fall B sind in den Photogrammen γ, δ, ε dargestellt. Bei diesen Versuchen war das Gefäß mit der Salzlösung gefüllt, und es wurden ein paar Tropfen der optisch dichteren Glyzerinlösung hineingetrieben. Infolge der geringeren Viskosität des Mediums verändern und bewegen sich die Tropfen in diesem Falle schneller als im ersten. Da nun die photographische Aufnahme so lange hinausgeschoben werden mußte, bis ein passendes Stadium des Diffusionsvorganges erreicht worden war, so erscheinen diese Tropfen in der Regel ganz unregelmäßig in die Länge gezogen. Aber der allgemeine Charakter des optischen Phänomens ist auch in diesem Falle vollkommen deutlich zu erkennen: Ein Gebiet größerer optischer Dichte erscheint gegen den Mittelpunkt der Lichtquelle hin dunkel und gegen den Rand der Lichtquelle hin hell. Sogar alle die dünnen Fäden, die sich im Falle ε von den großen Tropfen abtrennen, zeigen dieselbe Eigentümlichkeit.

Wir sehen nun, daß in der Nähe des Mittelpunktes der Scheibe eine Verdichtung sowohl wie eine Verdünnung die Helligkeit nur herabmindern kann. Wenn wir daher in unser Gefäß eine große Anzahl Tropfen von größerer oder geringerer optischer Dichte einführen würden, so daß das Medium kreuz und quer von Inhomogradienten durchsetzt würde, so würden die mittleren Teile des Gesichtsfeldes eine viel geringere durchschnittliche Helligkeit aufweisen, als wenn das Medium homogen wäre. Es können zufällig Umstände dahin zusammenwirken, durch Brechung an gewissen Stellen nahezu die maximale Helligkeit der Lichtquelle wieder herzustellen; solche Stellen würden dann die durchschnittliche Helligkeit des Hintergrundes weit übertreffen.

Stellen, die beträchtlich heller sind als die Photosphäre im Durchschnitt, werden nun tatsächlich hie und da, selbst in den mittleren Teilen der Sonnenscheibe, beobachtet. Diesen Umstand hat Fényi[1]) als Gegenbeweis gegen den Gedanken angeführt, daß das Licht der Protuberanzen gebrochenes Photosphärenlicht sein könnte, weil kein optisches System, keine Reflexion und keine Brechung jemals die ursprüngliche Helligkeit eines Objektes steigern kann. Unsere obige Erklärung steht indessen mit diesem Gesetz nicht in Widerspruch; somit ist der Einwand, den Fényi vorgebracht hat, widerlegt.

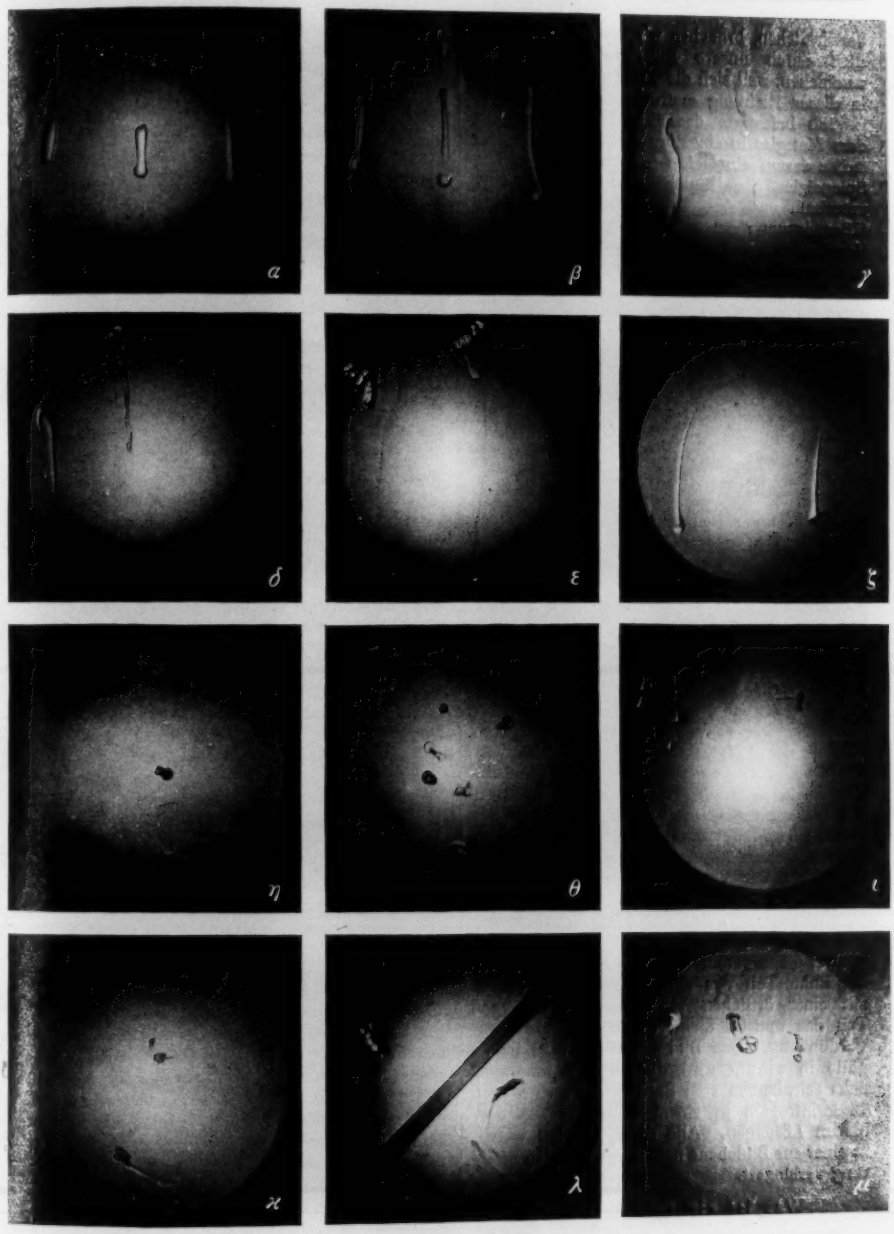
Mit unseren Flüssigkeiten können wir leicht die beiden Fälle A und B gleichzeitig verwirklichen. Wir brauchen nur das Gefäß mit einem Gemisch aus gleichen Teilen beider Lösungen zu füllen und dann von jeder der ursprünglichen Lösungen je einen Tropfen einzuführen. Auf diese Weise erhalten wir ein Gebiet mit einem Maximum und ein solches mit einem Minimum der optischen Dichte. Das Photogramm ζ zeigt links einen Tropfen Glyzerin, rechts einen Tropfen Salzlösung mit ihren entgegengesetzten charakteristischen optischen Eigenschaften.

Aus mehreren Gründen betrachtet man das Vorkommen von Wirbeln in der Sonnenatmosphäre als wahrscheinlich. In der Achse eines Wirbels ist die Dichte ein Minimum. Die Brechung in dem Gebiete ringsum muß mit der in unseren ausgebreiteten Tropfen vergleichbar sein. Man nimmt an, daß Sonnenflecken der Sitz von Wirbeln sind, deren Achsen mehr oder minder senkrecht zur Photosphäre gerichtet sind[2]). Es möge nun ein Fleck nahe am Mittelpunkte der Scheibe liegen. Unsere Sehlinie wird nur einen kleinen Winkel mit der Achse des Wirbels bilden. Das Licht legt in dem inhomogenen Gebiete einen langen Weg zurück, und die Wirkung der Strahlenkrümmung muß größer sein als in dem Falle eines sphärischen Verdünnungsgebietes.

Um ähnliche Verhältnisse experimentell zu

1) Mem. della Soc. d. Spettroscopisti Italiani **37**, 182, 1908.

2) Hale, Contributions from the Mount Wilson Observatory, Nr. 26 und Nr. 30, 1908. — Astrophys. Journ. **28**, Sept. und Nov., 1908.



Photogramme.

verwirklichen, brauchen wir nur das Licht vertikal durch unsere Flüssigkeiten hindurchzuschicken, weil sich die Tropfen hauptsächlich in dieser Richtung erstrecken.

Ich befestigte dasselbe Diaphragma mit dem Mattglas in einer horizontalen Ebene und stellte darauf ein Gefäß mit einem Boden aus Spiegelglas. Zwei Spiegel, von denen der eine unterhalb und der andere oberhalb des Gefäßes, je unter einem Winkel von 45° mit der Vertikalen, angebracht war, gestatteten, die Beleuchtungsvorrichtung und den photographischen Apparat ungefähr in derselben Weise aufzustellen wie bei den früheren Versuchen.

Einige der Ergebnisse sind in den letzten sechs Photogrammen wiedergegeben. Die Photogramme η und Θ wurden mit Salztropfen in Glyzerin erhalten. Sogar in der Mitte der leuchtenden Scheibe können jetzt ganz dunkle Flecken auftreten, sofern die Sehlinie mit den langen, nahezu zylindrischen Flächen gleicher Dichte nur kleine Winkel bildet. In der Tat erlitten die Strahlen, welche in der Richtung der Sehlinie von Punkten nahe der Achse dieses Verdünnungsgebietes ausgehen, sämtlich eine so starke Krümmung, daß sie aus der dunklen Umgebung der Lichtquelle herstammen müssen.

Gerade wie in der früheren Versuchsreihe zeigt das Verdünnungsgebiet, wenn es weit vom Mittelpunkte der Scheibe entfernt liegt, immer gegen diesen Mittelpunkt hin einen hellen Rand.

Bei Verwendung von Glyzerintropfen in Salzlösung war es wegen der größeren Beweglichkeit der Flüssigkeit nicht so leicht, vertikale Fäden von einfacher Gestalt zu erhalten. Die Photogramme ι und $\varkappa$ zeigen indessen mit hinreichender Deutlichkeit, daß auch bei diesen Tropfen dunkle Flecken entstehen können, welche, im Gegensatz zu dem früheren Falle, auf der von dem Mittelpunkte abgekehrten Seite einen hellen Rand haben.

Ich machte auch einige Beobachtungen, bei denen das Gefäß durch eine Glasplatte in zwei Teile geteilt war. Im Falle λ enthielt der linke Teil das optisch dünnere Medium mit einer örtlichen Verdichtung, der rechte Teil das optisch dichtere Medium mit einer Verdünnung. Das Bild μ endlich zeigt beide Fälle in einem und demselben Medium: links schwimmen zwei Salztropfen, rechts zwei Glyzerintropfen in einem Gemische aus den beiden Lösungen. Alle diese Tropfen waren in einer zur Bildebene nahezu senkrechten Richtung verlängert.

Was ist ein Sonnenfleck?

Soweit rechtfertigen unsere Ergebnisse die Vermutung, daß die Dunkelheit der Sonnenflecke und die Helligkeitsverteilung in ihrer Umgebung einfach Folgen der Brechung sein dürften.

Es entsteht eine Schwierigkeit. Der typische Sonnenfleck hat ein charakteristisches Hauptmerkmal, das wir bei unseren Nachahmungen als solches nicht beobachten, nämlich eine Penumbra, welche die Umbra umschließt und von dieser in der Regel scharf unterschieden werden kann. Dieser Einwand läßt sich aber leicht beseitigen.

Es besteht in der Tat ein wesentlicher Unterschied zwischen der Anordnung der Gradienten der optischen Dichte in einem diffundierenden Tropfen einerseits und rings um einen Wirbel andererseits. Bei dem diffundierenden Tropfen finden wir die größten Gradienten in der Schicht schnellster Diffusion, das heißt, nicht weit von der Außenseite; in dem Gebiete der Zirkulation dagegen, das eine wirbelnde Gasmasse stets umgibt, nehmen die Gradienten in dem Maße zu, wie wir uns dem Wirbel nähern.

Es ist natürlich nicht so leicht, diesen letzteren Fall mit seinen optischen Konsequenzen experimentell zu verwirklichen. Daß er aber das Erscheinen einer Umbra und einer Penumbra zur Folge haben muß, geht deutlich aus dem Schema in Fig. 3 hervor. Innerhalb des zylindrischen Raumes $abcd$ wird die

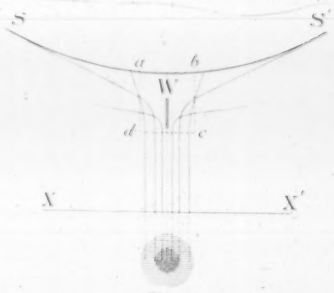


Fig. 3.

Materie als um den Wirbel W zirkulierend angenommen. Die auf den Beobachter zu gerichteten Strahlen haben nach ihrem Austritt aus den innersten Teilen dieses Gebietes (den dünnen Wirbelfaden selbst können wir außer acht lassen) die größte Richtungsänderung erfahren; sie kommen aus dem Raume außerhalb der Photosphäre, haben geringe Intensität und bringen die Umbra hervor. Teile des Fleckens, die etwas weiter von dem Wirbel entfernt liegen, senden uns das Licht zu, wel-

ches die Photosphäre in tangentialer Richtung verlassen hat; wir haben hier die Grenze zwischen Umbra und Penumbra (gewissermaßen ein umgekehrtes „Bild" des Sonnenhorizontes). Darauf folgen die Penumbrastrahlen: zunächst die, welche die Photosphäre unter großen Winkeln gegen den Halbmesser der Sonne verlassen haben, und die daher die schwächeren sind; alsdann, je mehr wir uns der äußeren Grenze des Gebietes $abcd$ nähern, die Strahlen, welche allmählich gerader von der Lichtquelle herkommen.

Eine Störung in dieser „normalen" Anordnung der Dichtegradienten rings um einen Wirbel kann gelegentlich dazu Anlaß geben, daß das Licht der Photosphäre einen kürzeren Weg auf den Beobachter zu einschlägt, selbst durch die zentralen Teile des Fleckes hindurch. Die hellen Zungen und Brücken, die man häufig in Flecken beobachtet, finden auf diese Weise eine natürliche Erklärung.

Innerhalb einer strömenden Gasmasse ändert sich für gewöhnlich die Geschwindigkeit periodisch (man denke an Windstöße!); somit folgen sich daselbst Schalen größerer und kleinerer Dichte abwechselnd und schneiden die Stromlinien unter rechten Winkeln. In der zirkulierenden Materie rings um einen Wirbel müssen diese Schalen nahezu radiale Richtungen annehmen, zugleich aber schwach spiralig gekrümmt sein. Brechung in einem dergestalt zusammengesetzten System bringt eine Helligkeitsverteilung hervor, die wir als die radialfaserige Struktur der Penumbra kennen[1]).

Wir haben in unserer Sonnenfleckentheorie nicht nötig, irgendwelche besondere Annahmen hinsichtlich der Gestalt des Gebietes zu machen, in welchem die Dichte ein Minimum ist. Wenn es einem Zylinder ähnlich ist, dessen Achse auf uns zu gerichtet ist, so werden allerdings die Wirkungen der Brechung etwas größer sein, als wenn es beispielsweise sphärisch wäre; aber auch im letzteren Falle können sie stark genug sein und werden denselben Hauptcharakter aufweisen. Unsere Erklärung für die Umbra und die Penumbra beruht auf der einzigen Voraussetzung, daß in einem gewissen Gebiete der Sonnenatmosphäre die Gradienten der Dichte genügend groß sind[2]) und von einem Mittelpunkte aus allmählich abnehmen.

1) Die spiralförmigen Flocculi, die auf den mit H_α erhaltenen Spektroheliogrammen von Hale (Astrophys. Journ. **28**, Sept. 1908) zu sehen sind und weit größere Gebiete bedecken, haben wahrscheinlich einen ähnlichen Ursprung.

2) Die Astronomen, die ohne Zögern heftige Eruptionen in Sonnenflecken und unregelmäßige Geschwindigkeiten von vielen Kilometern in der Sekunde als Regel auf der ganzen Sonnenoberfläche zulassen, werden sicherlich die für unsere Beweisführung erforderlichen Dichtegradienten nicht unvernünftig groß finden.

Anomale Dispersion im Gebiete eines Sonnenfleckes.

Wir haben bisher nur die Wirkungen der Brechung im allgemeinen behandelt, ohne die Verschiedenheit ihres Wertes für die verschiedenen Wellen des Spektrums, das heißt die Dispersion, zu berücksichtigen.

Im allgemeinen ist die Brechungskonstante durchsichtiger Medien positiv; im sichtbaren Spektrum nimmt sie mit abnehmender Wellenlänge zu. Indessen können Substanzen, die Absorptionslinien aufweisen, Brechungskonstanten haben, deren Größe für die der nächsten Umgebung der Absorptionslinien angehörenden Wellen so außerordentlich verschieden ist, daß dieser anomalen Dispersion gegenüber die vorstehend besprochene regelmäßige Dispersion nahezu verschwindet. Wir wollen in dieser Abhandlung solche Wellen, die auf der dem Rot zugekehrten Seite von Absorptionslinien und ganz nahe bei diesen liegen, als R-Licht bezeichnen; solche, die nahe bei den Absorptionslinien auf deren dem Violett zugewandten Seite liegen, wollen wir V-Licht nennen. Für das R-Licht hat die Brechungskonstante bei Annäherung an die Linie schnell wachsende positive Werte; für das V-Licht hat sie bei Annäherung an die Linie schnell wachsende negative Werte.

Das Brechungsvermögen $n-1$ eines Gases ist gleich dem Produkte RA aus seiner Brechungskonstanten und seiner Dichte.

Arago und Biot haben gefunden, daß das Brechungsvermögen eines Gasgemisches gleich der Summe der Brechungsvermögen seiner Bestandteile ist:

$$R_m A_m = R_1 A_1 + R_2 A_2 + \text{usw.}$$

Da alle Gase für die meisten Lichtarten ein positives R haben, so ist das Brechungsvermögen $R_m A_m$ des Gemisches im allgemeinen positiv. Für V-Licht kann $R_m A_m$ aber negativ sein, weil das Glied der Summe, das sich auf den Bestandteil bezieht, der die in Frage kommende Absorptionslinie hervorruft, für V-Licht einen so großen negativen Wert haben kann, daß er die Summe der übrigen, positiven Glieder übertrifft. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß das A des in Rede stehenden Bestandteiles nicht zu klein ist, oder mit anderen Worten: Das schwingende System, welches die betrachtete Linie hervorbringt, darf in dem Gemisch nicht zu spärlich vertreten sein.

In der Nähe von Linien der Hauptbestand-

teile überwiegt die anomale Brechung in solchem Grade, daß das negative Brechungsvermögen des Gemisches für V-Licht seiner absoluten Größe nach verhältnismäßig wenig kleiner ist als sein positives Brechungsvermögen für R-Licht.

Was müssen wir aus diesen Tatsachen mit Bezug auf das Sonnenfleckenspektrum folgern?

Wir wollen zunächst den Fall betrachten, daß sich ein Gebiet mit einem Minimum der Dichte gerade vor der Mitte der Scheibe befindet. Wellen, für welche $R_m A_m$ positiv ist, insbesondere solche, welche dem stark gebrochenen R-Licht angehören, werden in diesem Gebiete entsprechend dem Schema unserer Salzlösungstropfen abgelenkt werden; das V-Licht dagegen, für welches $R_m A_m$ große negative Werte hat, wird in demselben System von Gradienten in entgegengesetzter Weise abgelenkt werden, also entsprechend dem Schema der Glyzerintropfen. Sowohl das R-Licht als das V-Licht werden durch Dispersion mehr geschwächt als das übrige Spektrum: Die Fraunhoferschen Linien müssen im Sonnenfleckenspektrum im allgemeinen verbreitert oder von Flügeln begleitet sein.

Da die Flügel durch Brechung verursacht werden und nicht durch Absorption, so sind die Sonnenfleckenlinien nicht eigentlich „verbreiterte Absorptionslinien", sondern vielmehr Absorptionslinien, die in Dispersionsbanden eingebettet sind[1].

Nicht alle Fraunhoferschen Linien sind im Sonnenfleckenspektrum verbreitert oder verstärkt. Auf die individuellen Verschiedenheiten in ihrem Verhalten hoffe ich bei späterer Gelegenheit zurückzukommen. Einstweilen müssen wir uns nur den Umstand gegenwärtig halten, daß die Zusammensetzung des Gasgemisches nicht auf allen Niveaus der Sonnenatmosphäre dieselbe sein kann. Es hängt daher auch von dem Niveau ab, auf welchem die örtliche Verdünnung auftritt, welche Linien des Sonnenfleckenspektrums in starke Dispersionsbanden eingehüllt sein werden.

Wir wollen nunmehr den Fall behandeln, daß ein Verdünnungsgebiet auf die Sonnenscheibe in einer gewissen Entfernung von ihrem Mittelpunkte projiziert wird.

Das R-Licht muß eine Helligkeitsverteilung aufweisen, die uns an die bei unseren Versuchen mit Salztropfen beobachtete erinnert; das heißt, es wird an der Seite des Fleckens verstärkt, die dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrt ist, und ist auf der entgegengesetzten Seite sehr schwach.

Das V-Licht wird in der anderen Richtung gekrümmt; die Verteilung wird jener ähneln, die sich bei unseren Versuchen mit Glyzerintropfen zeigt; das heißt, das Licht wird auf der vom Mittelpunkte der Scheibe abgewandten Seite verstärkt und ist auf der dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrten Seite sehr schwach.

Diese Regeln enthalten noch keinerlei besondere Annahme über die Anordnung der Dichtegradienten nach ihrer Größe. Wir können daher unsere Vorstellung von der Art und Weise, wie das R-Licht und das V-Licht in einem exzentrisch gelegenen Sonnenflecken verteilt sind, dadurch präzisieren, daß wir unsere frühere Annahme wieder einführen, nach welcher in dem Fleckengebiete der Gradient von innen nach außen hin abnimmt. Der Einfachheit wegen wollen wir dieses Gebiet als nahezu sphärisch voraussetzen.

Unsere Fig. 4 und 5 zeigen den Weg des R-Lichtes bzw. des V-Lichtes. (Wellen, die keine anomale Brechung erleiden, werden dem Schema der Fig. 4 entsprechen, denn bei ihnen ist $R_m A_m$ positiv, aber der Grad der Brechung

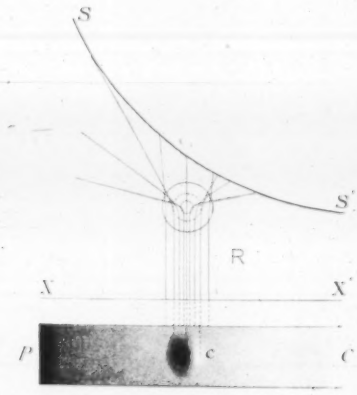


Fig. 4.

wird klein sein; sie werden somit einen Fleck hervorrufen, dessen Umbra kleiner ist als die in Fig. 4 dargestellte.) Wir sehen, daß beim R-Licht die Umbra nach dem Rande zu verschoben ist, während an der gegenüberliegenden Seite des Flecks, bei c, eine helle Stelle erscheint, weil dort das Licht austritt, welches die Photosphäre in senkrechter Richtung verlassen hat. Beim V-Licht dagegen (Fig. 5) ist

[1] Proc. Roy. Acad. Amsterdam **7**, 134—140, 1904; **8**, 343—359, 1906. — Astrophys. Journ. **21**, 271—291, 1905; **25** 95—115, 1907.

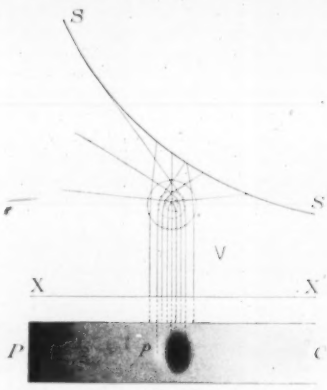


Fig. 5.

die Umbra nach dem Mittelpunkte zu verschoben, und das hellste Licht, das längs der Normalen zur Photosphäre ausgesandt wird, geht von p aus.

Zwei zu gleicher Zeit mit dem R-Licht und dem V-Licht einer geeigneten Linie[1]) aufgenommene Spektroheliogramme desselben typischen Sonnenflecks würden den eben besprochenen Unterschied sehr deutlich zeigen.

Das Spektroskop wird folgende Einzelheiten erkennen lassen.

Wir nehmen an, der Spalt sei im Bilde der Sonne so angeordnet, daß er den Fleck halbiert und mit einem Halbmesser der Scheibe zusammenfällt. In Fig. 6 sei PC eine Fraunhofersche Linie; P weist nach der Peripherie hin, C nach dem Mittelpunkte. Die horizontalen Banden geben das Spektrum der Umbra und der Penumbra an, wie es in solchem Licht erscheint, das keine anomale Brechung erfährt. Im R-Licht ist die Umbra größer und erstreckt sich hauptsächlich in der Richtung auf P zu (vergl. Fig. 4). In der oberen Hälfte des Spektrums erscheint also die Fraunhofersche Linie nach Rot hin verschoben, und zwar noch um so ausgeprägter, weil das V-Licht an derselben Stelle im Spektrum seine größte Helligkeit erreicht (vergl. den Punkt p in Fig. 5). In der unteren Hälfte des Spektrums haben das R-Licht und das V-Licht die Rollen vertauscht[2]).

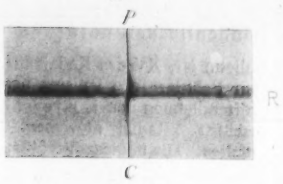


Fig. 6.

Die Verbreiterung der Linie erstreckt sich über die mittlere Penumbra hinaus, weil die Penumbra mit R- und V-Licht gleichfalls größer ist als mit Wellen, die der anormalen Dispersion nicht unterliegen.

Wir folgern, daß im Spektrum eines exzentrisch gelegenen Sonnenflecks — wenn der Spalt diesen Fleck in Richtung auf den Mittelpunkt der Sonnenscheibe durchschneidet — die Fraunhoferschen Linien mehr oder minder stark S-förmig gekrümmt sein müssen, und zwar wird der Grad der Krümmung von der Größe der Entfernung des Flecks vom Mittelpunkte der Scheibe abhängen. Sobald diese Entfernung so klein ist, daß keine genügende Asymmetrie in der Lichtzufuhr vorhanden ist, wird die Neigung der Linien unmerklich.

Bei jeder anderen Richtung des Spaltes muß der Effekt geringer sein; er verschwindet, wenn der Spalt den Fleck in einer Richtung senkrecht zu einer Verbindungslinie zwischen dem Fleck und dem Mittelpunkte halbiert.

1) Vielleicht werden einige Eisenlinien für diesen Zweck dienlicher sein als die breit geflügelten Kalzium- oder Wasserstofflinien, deren Brechungseffekte möglicherweise so groß sind, daß sie den Sachverhalt verwischen.

2) Die Verteilung des Lichtes in Figur 6 ist aus der in den Figuren 4 und 5 abgeleitet worden. Bei diesem Verfahren ist die in Figur 8 angegebene Gestalt der Dispersionskurve gebührend berücksichtigt worden.

Man muß sich nämlich vorstellen, daß der ganze Fleck der Figur 4 kleiner und kleiner erscheint, je mehr die betrachteten Wellen von der Absorptionslinie abrücken, denn in Figur 8 nehmen die Ordinaten $(R_m A_m)_R$ nach Rot hin allmählich ab, bis sie den konstanten Wert $R_m I_m$ erreichen (vergl. weiter unten S. 68). Die Verteilung des Lichtes längs eines Schnittes PC durch die Figur 4, wie sie sich mit zunehmender Wellenlänge nach und nach darstellen würde, ist in Figur 6 nebeneinander dargestellt, und zwar von der Absorptionslinie ausgehend nach Rot zu.

Auf der violetten Seite der Linie muß man in derselben Weise vorgehen. Dort nehmen die negativen Ordinaten der Figur 8 ab, je weiter wir von der Linie abrücken, und die längs eines Schnittes PC durch Figur 5 herrschende Lichtverteilung muß in immer kleiner werdendem Maßstabe auf Figur 6 übertragen werden. Im Punkte c' der Figur 8 haben wir aber

$$(R_m A_m)_V = 0;$$

Licht von dieser Wellenlänge erleidet in der Sonnenatmosphäre überhaupt keine Brechung, so daß das Sonnenfleckenspektrum hier unterbrochen ist. Darauf erreicht $(R_m A_m)_V$ dann positive Werte und wächst bis auf $R_m I_m$; die Verteilung des Lichtes ist wiederum aus Figur 4 zu entnehmen.

Die Sonnenfleckenlinien sind somit nicht nur geneigt, sondern auch asymmetrisch, eine Eigenschaft, die besonders die schwächeren Linien zeigen werden, vorausgesetzt, daß die Dispersion des Spektralapparates genügend groß ist.

Ist die Annahme radialer Bewegung in Sonnenflecken notwendig?

Im Bulletin Nr. XV des Kodaikánal Observatory vom Februar 1909 ist eine bemerkenswerte Veröffentlichung von J. Evershed unter der Überschrift „Radial movement in sun spots" enthalten. Die in dieser Veröffentlichung geschilderten neuen Tatsachen stimmen vollkommen und in allen Einzelheiten mit den vorstehenden notwendigen Folgen der Brechung überein. Herr Evershed fand in den Spektren aller untersuchten Flecken die Linien nach folgendem Gesetz verschoben: Wo immer ein Fleck auf der Sonnenscheibe gelegen sein mag — vorausgesetzt, daß die Entfernung vom Mittelpunkte mehr als 10^0 beträgt —, ist immer die Mehrzahl der Fraunhoferschen Linien in seinem Spektrum leicht geneigt, wenn der Spalt den Fleck in der Richtung auf den Mittelpunkt der Scheibe zu schneidet. Bei anderen Richtungen des Spaltes ist die Neigung geringer, und sie verschwindet, wenn der Spalt im rechten Winkel zum Halbmesser der Sonne steht. Die Verschiebung der Linien erfolgt immer auf der dem Rande zugekehrten Seite des Flecks nach Rot hin und auf der dem Mittelpunkte zugewandten Seite nach Violett hin; sie ist bei den einzelnen Linien der Größe nach verschieden[1]).

Um diese Erscheinungen zu erklären, nimmt Herr Evershed das Dopplersche Prinzip in Anspruch. Er schreibt die Verschiebungen einer vom Mittelpunkte des Flecks nach außen hin gerichteten radialen Bewegung zu. Die Bewegung muß im wesentlichen horizontal, oder parallel zur Oberfläche der Sonne verlaufen; die Geschwindigkeit scheint vom Mittelpunkte des Flecks nach außen hin zuzunehmen, indessen hört die Bewegung an den Grenzen der Penumbra anscheinend unvermittelt auf. Die Linien im eigentlichen Umbralspektrum scheinen für gewöhnlich von Bewegung in der Sehlinie fast gänzlich unberührt zu bleiben. Es ist also in der Umbra keinerlei Quelle vorhanden, und wir stehen vor der schwierigen Frage: Woher kommt die Materie, die sich beständig in dem Fleck ausbreitet, und wo häuft sie sich an? Überdies bewegen sich die Höchstgeschwindigkeiten, auf welche die Verschiebungen der verschiedenen Linien hinweisen, zwischen 0 und mehr als 2 Kilometer in der Sekunde, so daß sich die Elemente unabhängig voneinander bewegen würden. Herr Evershed bemerkt auch selbst, daß die Hypothese einer radialen Bewegung durchaus nicht mit den Folgerungen in Einklang zu stehen scheint, zu denen Hale bei seinen Untersuchungen über Wirbel und Magnetfelder in Sonnenflecken gelangt ist.

Meiner Auffassung nach sind die Schwierigkeiten, welche die Erklärung des Herrn Evershed für die von ihm entdeckten wichtigen Tatsachen enthält, unüberwindlich. Eine Bewegung in der Sehlinie kann nicht die Ursache für diese systematischen Verschiebungen sein. Ebensowenig lassen sie sich durch Druck oder durch den Einfluß eines Magnetfeldes erklären, wenn man nicht sehr unwahrscheinliche Hypothesen ad hoc einführen will. Dagegen kann ich keinerlei ernstliche Schwierigkeit darin finden, die neu entdeckten Erscheinungen als einfache Folgen der anomalen Brechung des Photosphärenlichtes in örtlichen Verdünnungen der Sonnenatmosphäre zu erklären.

Über den Ursprung der Fraunhoferschen Linien.

Wir haben einen Sonnenfleck als ein Gebiet betrachtet, in welchem der Dichtegradient vom Mittelpunkte nach außen hin nach allen Richtungen regelmäßig abnimmt und somit bis zur äußeren Grenze der Penumbra dasselbe Vorzeichen behält.

Wir nehmen an, daß Dichtegradienten von derselben Größenordnung gerade so gut außerhalb der Flecken an vielen Stellen überall in der Sonnenatmosphäre vorkommen, aber hier werden sie nicht durch den systematisierenden Einfluß eines bestimmenden Wirbels geordnet und wechseln oft ihr Vorzeichen.

Wenn nun die Verbreiterung der Fraunhoferschen Linien im Sonnenfleckenspektrum anomaler Dispersion in ausgedehnten Gebieten zugeschrieben werden muß, die eine tiefe „Depression" enthalten, warum sollte da die Breite der Linien im gewöhnlichen Sonnenspektrum nicht ebenfalls zu einem großen Teile durch Dispersion in kleineren Verdünnungs- oder Verdichtungsgebieten verursacht werden?

Auf den ersten Anblick scheint der Augenschein nicht zugunsten dieser Ansicht zu sprechen. Man könnte nämlich behaupten, daß, wenn das R-Licht und das V-Licht in der

[1]) Die Linie H_2 war nicht geneigt. Wir vermuten, daß die durch den Wasserstoff der Sonnenatmosphäre hervorgerufene anomale Brechung zu beträchtlich ist, um in derselben Weise sichtbar zu werden wie die durch andere Elemente verursachte Brechung. Bereits im gewöhnlichen Sonnenspektrum ist die Dispersionsbande von H_2 mehr als eine Ångström-Einheit breit; im Sonnenfleckenspektrum mag sie sich vielleicht so viel weiter ausdehnen, daß man geneigt ist, sie als nicht der Linie angehörig anzusehen und deshalb die Linie als geschwächt zu betrachten. (Weitere Erwägungen, auf die ich in einer späteren Arbeit eingehen werde, kommen noch hinzu. Die schmale mittlere Linie nun ist die wahre Absorptionslinie H_2, die natürlich durch Brechung nicht verschoben oder gekrümmt werden kann.

Sonnenatmosphäre nicht wirklich absorbiert würden, daß dann diese Wellen die Sonne jedenfalls verlassen müßten, wenn auch vielleicht an Stellen, die sehr weit von jenen entfernt sind, an denen sie aus der Photosphäre ausgetreten sind, und daß sie deshalb in dem durchschnittlichen Sonnenlichte nicht fehlen könnten[1]).

Aber diese Beweisführung ist unrichtig.

Um dies zu verstehen, wollen wir uns die ganze Sonnenatmosphäre durch Flächen dergestalt in Alveolen oder Zellen zerlegt denken, daß jede Zelle entweder ein Maximum oder ein Minimum der Dichte einschließt. Die Gestalt dieser Zellen wird äußerst verschieden sein.

Wir wollen zunächst eine nahezu kugelförmige Zelle betrachten, die ein Minimum einschließt (Fig. 7). Alles Licht, welches aus

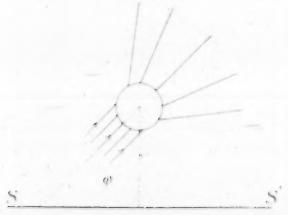


Fig. 7.

der Photosphäre SS' kommt und in dieses Gebiet in einer Richtung eintritt, die mit der Normalen zur Photosphäre einen Winkel φ bildet, wird die Zelle als ein divergentes Strahlenbündel verlassen. Die Ausbreitung dieses Bündels ist um so größer, je größer die Brechungskonstante R_m für die betrachtete Lichtart ist. (Wenn R_m negativ ist, so werden die Strahlen zunächst konvergieren, hernach aber gerade so gut divergieren.)

Bei kleinen Werten von φ und mäßiger Brechung werden sämtliche einfallende Strahlen die Zelle in solchen Richtungen verlassen, daß sie sich auch weiterhin von der Photosphäre fortbewegen. Aber mit größeren Werten sowohl von φ wie von R_m wächst die Chance dafür, daß einige der zerstreuten Strahlen auf die Photosphäre zu rückwärts gerichtet sein werden und somit verhindert sein werden, die Sonne zu verlassen.

Die gesamte in unsere Zelle eintretende Lichtmenge finden wir durch Integration rings um die Normale und zwischen den Grenzen 0 und $\pi/2$ für φ. (Allerdings wird in unsere Zelle einiges Licht eintreten, das aus höher gelegenen Schichten kommt, wo es seitens anderer Zellen abwärts gebrochen worden ist, aber dieser Beitrag ist klein im Vergleich mit der Zufuhr von unten her.) All dieses Licht würde seitens des Himmelskörpers ausgesandt werden, wenn keine Krümmung der Strahlen stattfinden würde; so aber kehrt ein Teil zur Photosphäre zurück. Dieser Teil ist um so größer, je größere (positive oder negative) Werte R_m hat.

Allerdings sind die Zellen nicht kugelförmig, aber es ist klar, daß unser Ergebnis im allgemeinen seine Gültigkeit behalten muß, wenn wir andere Formen betrachten. Und eine Zelle, die ein Dichtemaximum einschließt, läßt die Strahlen zunächst konvergieren und dann divergieren, falls R_m positiv ist, sie läßt sie dagegen immer divergieren, falls R_m negativ ist.

Somit wirken alle Ungleichheiten der Dichte dahin zusammen, einen gewissen Teil des Lichtes der Photosphäre am Durchgang durch die Sonnenatmosphäre zu verhindern[1]).

Im Sonnenspektrum erscheinen die Wellen, welche der nächsten Nachbarschaft der Absorptionslinien angehören, mit geringerer Intensität als die übrigen Wellen, und zwar nicht, weil sie in der Sonnenatmosphäre absorbiert werden, sondern weil sie teilweise wieder nach innen zurückgelenkt werden. Die Fraunhoferschen Linien sind Absorptionslinien, die in Dispersionsbanden eingehüllt sind.

Asymmetrie der Fraunhoferschen Linien.

Aus unserer veränderten Auffassung vom Sonnenspektrum — die nur eine Ergänzung der Kirchhoffschen Erklärung ist — folgt, daß alle Fraunhoferschen Linien gegenüber den charakteristischen Eigenschaften reiner Absorptionslinien gewisse systematische Unterscheidungsmerkmale aufweisen müssen.

Dispersionsbanden, die von der Sonnenatmosphäre hervorgebracht werden, müssen asymmetrisch sein, und zwar die schmäleren in höherem Maße als die breiteren.

Wir können in der Tat das Brechungsvermögen dieser Atmosphäre für jede einzelne Art des einer gegebenen Linie zugehörigen R-Lichtes durch den Ausdruck

1) Man vergleiche z. B. Hartmann, Astron. Nachr. 175, 360, 1907.

1) Dieselbe Wirkung der Brechung muß auch dazu Anlaß geben, daß die Helligkeit der Scheibe vom Mittelpunkt nach dem Rande zu abnimmt, selbst wenn vielleicht das Gesetz des Kosinus für die Strahlung der Photosphäre gilt, und unabhängig von einer allgemeinen Absorption oder Streuung, welche die Sonnenatmosphäre möglicherweise ausübt (vergl. die Fußnote 1 auf Seite 58, Spalte 1).

$$(R_m A_m)_R = (R_1 A_1)_R + (R_0 A_0)_R \quad (1)$$

darstellen. In diesem Ausdruck bezieht sich das Glied $R_1 A_1$ auf den Bestandteil der Atmosphäre, der die in Rede stehende Linie hervorbringt, und $R_0 A_0$ bezeichnet das Brechungsvermögen des Gemisches aus den übrigen Bestandteilen. Beide Glieder sind positiv.

Ein ähnlicher Ausdruck,

$$(R_m A_m)_V = (R_1 A_1)_V + (R_0 A_0)_V,$$

bezieht sich auf das V-Licht derselben Linie. In diesem Ausdruck wird das Glied $(R_0 A_0)_V$ keineswegs in merklichem Betrage von $(R_0 A_0)_R$ verschieden sein; hier ist aber R_1 negativ. In gleichen Entfernungen zu beiden Seiten der Absorptionslinie hat R_1 (gemäß dem Gesetze der anomalen Dispersion) nahezu gleiche Werte von entgegengesetztem Vorzeichen. Wenn wir daher auf der violetten Seite der Linie eine Wellenlänge wählen, die zu dem zuvor gewählten R-Licht symmetrisch ist, so können wir schreiben:

$$(R_m A_m)_V = -(R_1 A_1)_R + (R_0 A_0)_R,$$

so daß also für derartige Paare von Wellenlängen die Beziehung

$$(R_m A_m)_R + (R_m A_m)_V = 2 R_0 A_0 = \text{konst.}$$

gilt.

Angenommen, wir nähern uns von beiden Seiten her der Linie in symmetrischer Weise, so sind anfänglich $(R_m A_m)_R$ und $(R_m A_m)_V$ beide positiv; die eine dieser Großen nimmt zu, die andere nimmt ab, und wenn $(R_m A_m)_R$ den Wert $2 R_0 A_0$ erreicht hat, so geht $(R_m A_m)_V$ durch den Wert Null hindurch und beginnt nunmehr wachsende negative Werte anzunehmen. Dem absoluten Werte nach wird aber $R_m A_m)_V$ immer kleiner sein als der entsprechende Wert von $(R_m A_m)_R$; der Unterschied wächst von 0 bis $2 R_0 A_0$ und bleibt dann konstant, wenn wir näher an die Absorptionslinie heranrücken.

Fig. 8 wird diesen Sachverhalt näher beleuchten. Die Ordinaten a und a', b und b' usw. stellen solche Werte von $R_m A_m$ dar, die sich auf Wellen beziehen, welche in bezug auf die Absorptionslinie symmetrisch liegen. Die Ordinaten der gestrichelten Linie haben den nahezu konstanten Wert $R_0 A_0$.

Fig. 8.

Für den Grad, in welchem das Licht durch Brechung in den Sonnengasen zerstreut wird, ist der absolute Wert von $R_m A_m$ bestimmend. Der durchschnittliche Effekt muß demnach auf der roten Seite einer Absorptionslinie größer sein als auf der violetten Seite. Die Asymmetrie der Dispersionsbande muß sich als eine Verschiebung der Fraunhoferschen Linie nach der roten Seite hin kundgeben. Wenn jedoch (in einer ziemlich breiten Linie des Spektrums) die Glieder $+R_1 A_1$ in hohem Maße überwiegen, mit anderen Worten, wenn die schwingenden Systeme, welche die Ursache für unsere Linie sind, einen bedeutenden Teil der Sonnenatmosphäre ausmachen, so wird die Asymmetrie, und mit ihr die Verschiebung, unmerklich.

Eine Verschiebung der Mehrzahl der Fraunhoferschen Linien nach der Seite der größeren Wellenlängen hin, die sich auf einige Tausendstel einer Ångström-Einheit belief, wurde bereits im Jahre 1896 von Jewell entdeckt. Es fanden sich aber zahlreiche Ausnahmen, nämlich Linien, die keine Verschiebung zeigten, oder solche, die — gegenüber ihrer Lage in dem im Laboratorium hervorgebrachten Emissionsspektrum — eine Verschiebung nach der violetten Seite hin aufwiesen.

Neuerdings haben die Herren Fabry und Buisson[1]) ihre feine und äußerst genaue Interferenzmethode auf die Vergleichung zwischen den Eisenlinien des Bogenspektrums und denen des Sonnenspektrums angewendet. Sie konnten nach dieser Methode nur schmale Linien untersuchen. Ihre Ergebnisse bestätigten die von Jewell gewonnenen: Sie fanden im allgemeinen eine Verschiebung nach Rot hin, aber viele Ausnahmen. Die letzteren schienen aber ausschließlich solche Linien zu betreffen, die unter gewöhnlichen Verhältnissen im Bogenspektrum nicht sehr scharf sind und sich bei Erhöhung der Stromstärke asymmetrisch verbreitern. Bei solchen Linien war vielleicht die Bestimmung der Lage im Emissionsspektrum nicht so genau gewesen, wie es erwünscht gewesen wäre. Es gelang Fabry und Buisson[2]), diese zweifelhaften Linien dadurch vollkommen scharf zu machen, daß sie den Eisenbogen im Vakuum erzeugten. Als sie das

1) Fabry et Buisson, C. R., 15. März und 29. März 1909.

2) Fabry et Buisson, C. R., 10. Mai 1909.

Sonnenspektrum mit dem auf diese Weise erhaltenen Bogenspektrum verglichen, fanden sie, daß die Ausnahmen verschwunden waren: Sämtliche untersuchte Linien waren im Fraunhoferschen Spektrum nach Rot verschoben. Die Verschiebungen bewegten sich zwischen 0,005 und 0,010 Angströmeinheiten bei Linien, deren Breite zwischen 0,07 und 0,16 Angströmeinheiten (Intensitäten 1 bis 8 nach der Rowlandschen Skala) variierte.

Am Anfang ihrer interessanten Mitteilungen bemerken Fabry und Buisson: „Le déplacement des raies permet (donc) de mesurer les variations de pression. En comparant les raies du spectre solaire avec les raies correspondantes de l'arc à la pression atmosphérique, on a un moyen d'évaluer la pression de la couche renversante, si toutefois aucun autre phénomène n'intervient." (Die Verschiebung der Linien gestattet [also], die Änderungen des Druckes zu messen. In der Vergleichung der Linien des Sonnenspektrums mit den entsprechenden Linien des Lichtbogens bei Atmosphärendruck hat man ein Mittel, den Druck in der umkehrenden Schicht zu messen, falls immerhin kein anderes Phänomen mitspielt.) Unter der Voraussetzung, daß außer den störenden Erscheinungen, welche sie bei ihren Untersuchungen ausgeschlossen hatten, keine weiteren auftraten, berechnen sie, daß der mittlere Druck in der umkehrenden Schicht zwischen 5 und 6 Atmosphären betragen muß.

Ich bin der Meinung, daß diese Bewertung sicherlich zu hoch ist. Die beobachteten Verschiebungen können tatsächlich nicht ausschließlich durch Druck hervorgerufen worden sein, weil die Brechung sicherlich Bewegungen der Linien in derselben Richtung veranlaßt. Falls man nun vielleicht auf Grund zukünftiger Forschung dahin gelangen sollte, es als wahrscheinlich anzusehen, daß auf demselben Niveau in der Sonne der Druck sehr viel kleiner ist als 5 bis 6 Atmosphären, so würde dies mit den Beobachtungsergebnissen von Fabry und Buisson durchaus nicht unvereinbar sein, weil wir die anomale Dispersion für den ganzen Effekt verantwortlich machen können.

Ähnliche Betrachtungen lassen sich auf ein anderes allgemeines Ergebnis neuerer Beobachtungen anwenden, nämlich auf gewisse systematische Verschiedenheiten, die zwischen dem Spektrum der Mitte und jenem des Randes der Sonnenscheibe vorhanden sind.

Buisson und Fabry[1]) fassen die Tatsachen folgendermaßen zusammen:

„1. Il y a un changement d'aspect pour certaines raies. Pour les fortes raies, la pénombre est affaiblie dans le spectre du bord. Parmi les autres raies, quelques-unes sont renforcées ou affaiblies sur les bords du disque, et le changement est en général de même sens que dans le spectre des taches."

(Es tritt bei gewissen Linien eine Veränderung des Aussehens ein. Bei den starken Linien ist die Penumbra im Spektrum des Randes geschwächt. Von den übrigen Linien werden einige an den Rändern der Scheibe verstärkt oder geschwächt, und die Änderung erfolgt im allgemeinen in demselben Sinne wie im Spektrum der Sonnenflecken.)

„2. Halm[2]) a annoncé que certaines raies subissent, du centre aux bords, un léger accroissement de longueur d'onde; ses mesures ont été faites sur deux raies rouges du fer, en comparant leurs positions à celles de deux raies telluriques voisines.] Il a trouvé un déplacement de 0,012 Angström."

(Halm hat angegeben, daß gewisse Linien von der Mitte nach dem Rande zu eine geringe Zunahme der Wellenlänge erfahren; er hat seine Messungen an zwei roten Eisenlinien angestellt und deren Lage mit jener zweier benachbarter irdischer Linien verglichen. Er fand eine Verschiebung um 0,012 Angström.)

Buisson und Fabry haben nach ihrer Interferenzmethode 14 Linien verschiedener Metalle (mit Intensitäten von 2—6 Einheiten der Rowlandschen Skala) untersucht; dabei fanden sie das Ergebnis von Halm bestätigt, nämlich eine zwischen 0,004 und 0,006 Angström-Einheiten schwankende Verschiebung nach Rot hin beim Übergang von der Mitte zum Rande. (Zwei Vanadiumlinien wurden nicht verschoben.) Außerdem schienen eben diese Linien am Rande ungefähr 0,010 Angström-Einheiten breiter zu sein als in der Mitte der Scheibe. Wir können die Sache somit so auffassen, als wenn die Verbreiterung hauptsächlich die dem roten Ende zugekehrte Seite der Linien angeht.

Wenn man diese Erscheinung ebenfalls mit Hilfe des Druckeffektes erklären will — wie es die Entdecker getan haben —, so muß man annehmen, daß tiefere Schichten, in denen der Druck höher ist, zur Bildung der Absorptionslinien in der Nähe des Randes verhältnismäßig mehr beitragen als in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe.

Wir wollen bei verschiedenen Schwierig-

1) Buisson et Fabry, C. R., 28. Juni 1909.

1) Hale and Adams, Astrophys. Journ. 25. Juni 1907.

2) Halm, Astronom. Nachr. Nr. 4146, 4147, 1907.

keiten, denen man beim Ausbau dieser Vorstellung begegnet, nicht verweilen; es wird vermutlich möglich sein, diese dadurch zu beseitigen, daß man Hilfshypothesen über die Dicke der Schichten oder die Temperatur und sonstige physikalische Verhältnisse der absorbierenden Dämpfe einführt.

Auf alle Fälle ist es unnötig, die oben erwähnten Unterschiede zwischen den Spektren der mittleren Teile und der Randteile der Scheibe ganz und gar auf Druck zurückzuführen, denn anomale Brechung — die ohne Zweifel mitspielt — wirkt genau in der Weise, daß eine Verbreiterung schmaler Linien, besonders auf ihrer roten Seite, im Spektrum des Randes zu erwarten ist.

In der Regel haben nämlich solche Strahlen, die vom Rande herkommen, eine längere Strecke durch die Sonnengase hindurch zurückgelegt als solche Strahlen, die von der Mitte herkommen; erstere sind daher einem Intensitätsverlust infolge des Prozesses der Krümmung gegen die Photosphäre hin mehr ausgesetzt gewesen. Der Betrag der unregelmäßigen Strahlenkrümmung hängt von dem absoluten Werte von $R_m I_m$ ab, und dieser ist in der Nähe der schwächeren Linien des Sonnenspektrums für R-Licht merklich größer als für V-Licht. Sonach müssen sich die Linien hauptsächlich auf ihrer nach dem roten Ende liegenden Seite in dem Maße verbreitern, wie die Gelegenheit für einen Lichtverlust zunimmt.

Daß der Charakter des Randspektrums dem des Fleckenspektrums in vieler Hinsicht ähnelt, erklärt sich aus der Brechungstheorie ohne weiteres. Das Licht, das wir aus den inneren Zonen der Penumbra empfangen, hat nämlich solche Bahnen verfolgt, längs welcher die Randstrahlenverhältnisse vorherrschen (vergl. Fig. 3).

Andererseits finden sich im Verhalten verschiedener Fraunhoferscher Linien zahlreiche Eigentümlichkeiten, die wir nicht so leicht erklären können, wenn wir einfach die Brechungsgesetze anwenden, — entweder, weil hier ganz andere Vorgänge mit in Frage kommen, oder vielleicht, weil die Folgen der Brechung noch grundlicher erforscht werden müssen. (Ich erinnere nur an die Schwächung der Flügel der stärkeren Linien im Randspektrum; an die Schwächung mehrerer Linien im Sonnenfleckenspektrum; an das verschiedenartige Verhalten der Wasserstofflinien im Randspektrum und im Fleckenspektrum, usw.) Alle diese Punkte erfordern eine eingehende Erforschung der Einzelheiten, für welche wir über eine ausgedehnte Sammlung von Beobachtungsergebnissen verfügen müssen.

Schließlich möchte ich noch auf eine Folgerung aufmerksam machen, die sich aus unserer Auffassung des Fraunhoferschen Spektrums ergibt, und welche meines Wissens bislang noch durch keinerlei direkte Beobachtung gestützt wird.

Unter den verschiedenen Arten von V-Licht jeder Linie muß es eine Art geben, für welche $R_m I_m = 0$ ist (bei c' in Fig. 8). Strahlen von dieser und von benachbarten Wellenlängen erleiden eine geringere Brechung als Strahlen, die linienfreien Teilen des Spektrums angehören; sie müssen somit Streifen von größerer Helligkeit (Pseudo-Emissionslinien) im Spektrum der Mitte der Sonnenscheibe hervorrufen. Für starke Fraunhofersche Linien liegt der Punkt c' weit abseits auf einem Teile der Dispersionskurve, der so schwach geneigt ist, daß die helle Bande verwaschen und nicht wahrnehmbar sein dürfte. Für schmälere Linien aber wird der helle Trabant gleichfalls schmal und stärker hervortretend sein. Sein Abstand von der Absorptionslinie ist stets kleiner als die Breite der Fraunhoferschen Linie. Durch Anwendung der äußerst empfindlichen Methode von Fabry und Buisson können die hellen Linien vielleicht entdeckt werden.

(Nach Proceedings of the Royal Academy of Amsterdam **12**, 266—284, 1909 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Dezember 1909.)

Über den Ursprung des Lichtes der Chromosphäre.

Zusatz zu der deutschen Übersetzung des vorstehenden Aufsatzes.

Von W. H. Julius.

Nachdem die obige Arbeit abgeschlossen war, erschien eine Mitteilung von Hale und Adams[1] über das Spektrum der Chromosphäre und der umkehrenden Schicht. Sie fanden, daß 121 Chromosphärenlinien (in den Bereichen λ 4492 — λ 4584 und λ 5111 bis λ 5198) gegen die entsprechenden Fraunhoferschen Linien im Mittel nicht mehr als 0,013 A.-E., sei es nach Rot oder nach Violett hin, verschoben waren, während, mit Berücksichtigung des Zeichens der Abweichungen, eine mittlere systematische Verschiebung von nur 0,002 A.-E. (viel kleiner als die Fehler der Messungen) nach Rot übrig blieb.

1) Hale und Adams, Photography of the „flash" spectrum without an eclipse. Contrib. Mount Wilson Solar Obs. No. 41; Astroph. Journ. **30**, Okt. 1909.

Dieses vorläufige Ergebnis widerspricht, ihrer Meinung nach, der von mir aufgestellten Hypothese, nach welcher die hellen Linien des Chromosphärenspektrums hauptsächlich durch anomale Refraktion des weißen Lichtes der Photosphäre hervorgerufen werden. Sie sagen: „Wenn dies aber der Fall wäre, so würde man erwarten, die Wellenlängen der chromosphärischen Linien merklich von den normalen Werten verschieden zu finden, und zwar etwas größer im Hinblick auf die gewöhnliche Voraussetzung eines von der Sonnenoberfläche nach außen abnehmenden Dichtigkeitsgradienten."

Offenbar wurde diese Behauptung von Hale und Adams dadurch veranlaßt, daß ihnen speziell die von dem radialen Dichtigkeitsgradienten der Sonnenatmosphäre herrührende Krümmung der Lichtstrahlen vor Augen stand. Die unregelmäßige Strahlenbrechung, welcher ich schon im Jahre 1900[1]) eine große Bedeutung beigelegt hatte, um die Eigentümlichkeiten des Chromosphärenlichtes zu erklären, wurde von ihnen nicht genügend berücksichtigt. Daß bedeutende Dichtigkeitsgradienten ganz verschiedener Richtungen überall in der Sonnenatmosphäre existieren müssen, dürfte aber schon mit Rücksicht auf die verwickelte, kontrastreiche Struktur der Spektroheliogramme, und unabhängig von Hypothesen bezüglich der Natur der Flocculi, nicht zweifelhaft sein. Solche unregelmäßige Gradienten können sehr wohl den allgemeinen radialen Gradient an Steilheit übertreffen.

Es bietet nun keine Schwierigkeiten, die jetzt vorliegende systematische Behandlung der Folgen unregelmäßiger Strahlenbrechung auch auf Teile der Sonnenatmosphäre, die sich außerhalb des Randes der Scheibe projizieren, auszudehnen. Man hat sich zu dem Zwecke nur vorzustellen, wie sich der Strahlengang in nahe am Rande gelegenen lokalen Verdichtungen oder Verdünnungen gestalten muß, und zieht dann leicht die folgenden Schlüsse:

1. Durch anomale Refraktion kann sowohl V-Licht als R-Licht im Spektrum der Chromosphäre auftreten.

2. Die am stärksten brechbaren Strahlengattungen liegen der absorbierten Strahlung im Spektrum beiderseits so nahe, daß man die Differenz ihrer Wellenlängen praktisch nicht nachweisen kann, und also die engen Chromosphärenlinien fast genau an der Stelle der entsprechenden Emissionslinien finden muß. Falls stellenweise das R-Licht oder das V-Licht überwiegt, so kann die daraus sich ergebende Verschiebung doch niemals die halbe Breite der entsprechenden Fraunhoferschen Linie übertreffen. Mit dem anfangs erwähnten Beobachtungsresultat stehen die Folgerungen aus unserer Theorie somit keineswegs in Widerspruch.

3. Hauptbestandteile der Sonnenatmosphäre, für welche $R_1 A_1$ sehr große Werte erreichen kann, erzeugen durch anomale Refraktion breite Chromosphärenlinien, die bisweilen deutlich asymmetrisch sind, so daß sie verschoben oder verzerrt erscheinen. Das dunkle Dispersionsband der Fraunhoferschen Linie setzt sich, bis zu einer gewissen Entfernung außerhalb des Sonnenrandes, im Innern einer breiten Chromosphärenlinie fort, denn die Wellen, welche der eigentlichen Absorptionslinie eines Hauptbestandteiles am nächsten liegen, können sogar weit vom Rande noch eine so starke Biegung erleiden, daß sie zur Photosphäre zurückkehren und deshalb im Spektrum fehlen.

Für jetzt muß ich mich auf diese wenigen Andeutungen beschränken. An anderer Stelle[1]) habe ich ausführlicher gezeigt, daß die Ergebnisse der von Hale und Adams ausgeführten vorläufigen Messungen in guter Übereinstimmung mit der Theorie sind, welche das Licht der Chromosphäre und der sogenannten umkehrenden Schicht hauptsächlich der anomalen Dispersion zuschreibt.

Bemerkt sei schließlich noch, daß man bei unserer Auffassung ohne Schwierigkeit die merkwürdige Tatsache erklärt, daß gewisse chromosphärische Linien bisweilen sehr starke Verzerrungen und Verschiebungen aufweisen, speziell in Protuberanzen und Fleckengegenden, während an denselben Stellen zu gleicher Zeit die meisten andern Linien ihr Aussehen nicht merklich ändern. Dagegen muß die gewöhnliche Theorie der Sonnenphänomene, die solche Verschiebungen auf Bewegung in der Gesichtslinie zurückführt, das schwerlösliche Rätsel entwirren, wie denn die Mehrzahl der Dämpfe beschaffen sein sollen, damit sie dem Kalzium, Wasserstoff, Magnesium, Eisen, Natrium, mit Geschwindigkeiten, die oft enorm und nahe parallel der Sonnenoberfläche sind, den Durchflug gestatten, ohne sich in ihrer Ruhe stören zu lassen!

1) Julius, Astron. Nachr. **153**, 442, 1900; diese Zeitschr. **2**, 358, 1901.

1) Proc. Roy. Acad. Amsterdam **12**, 446—452, 1909.

(Eingegangen 2. Januar 1910.)

BESPRECHUNGEN.

O. Manville, Les découvertes modernes en physique. Deuxième édition revue et augmentée. gr. 8. 462 S. mit 65 Figuren. Paris, A. Hermann et fils. 1909. 8 fr.

Das Buch hat die Vorzüge eines französischen Lehrbuches. Es behandelt die Physik der Ionen und Elektronen: elektrolytische Leitung, Leitung in Gasen, Radioaktivität, Elektronentheorie, Theorie der Leitung in Metallen, der Magnetisierung, der Strahlung. Durch glückliche Gruppierung des Stoffes innerhalb der einzelnen Kapitel wird ein guter Überblick des gesamten Gebietes erreicht; doch kommt die Leistung der einzelnen Autoren in ihrer Eigenart ebenso zur Geltung. Die Berichte über Gruppen von Experimentaluntersuchungen schließen mit einer präzisen Zusammenfassung der Resultate; die Darstellung einer Theorie beginnt mit der Zusammenstellung der Hypothesen, auf denen sie sich aufbaut. Theoretische Untersuchungen werden ziemlich ausführlich referiert, soweit das mit recht elementaren Mitteln möglich ist. Bei weniger leicht zugänglichen Theorien werden nur die leitenden Grundgedanken und die Resultate wiedergegeben. Die Literatur ist in Anmerkungen nachgewiesen. Ohne geradezu auf Vollständigkeit Anspruch zu machen, gibt das Buch einen gut abgerundeten Überblick über das behandelte Gebiet, wie er bisher in der Literatur nicht vorhanden war. Berg.

Boletin del Laboratorio de Radiactividad de la Universidad de Madrid Facultad de Ciencias. In Gemeinschaft mit Fachgenossen herausgegegeben von José Muñoz del Castillo. Jährlich 10 Hefte im Gesamtumfange von etwa 300 Seiten zum Preise von 8 Francs. 1. Jahrgang, Heft 1—4. Madrid 1909.

In Spanien herrscht dank den rastlosen Bemühungen von José Muñoz del Castillo bereits seit längerer Zeit ein sehr reges Interesse für die Radioaktivität und ihre Probleme. Seinen Ausdruck hat dieses Interesse in der schon vor mehreren Jahren erfolgten Errichtung eines unter der Leitung des genannten Gelehrten stehenden und der Facultad de Ciencias der Universität Madrid angegliederten Laboratoriums für radioaktive Untersuchungen und nunmehr auch in der Gründung einer besonderen Zeitschrift gefunden. Das „Boletin del Laboratorio de Radiactividad", in dem alle Fragen der Radioaktivität und benachbarter Forschungsgebiete behandelt werden sollen, wendet sich sowohl an spanische wie an nichtspanische Fachleute. Für die spanische Leserwelt bestimmt und darum in spanischer Sprache geschrieben sind die Abschnitte zur Geschichte der Radioaktivität (kurze Biographie von Becquerel, P. Curie usw.), ferner die Mitteilungen ausländischer Gelehrter (wichtigere Arbeiten von Rutherford, J. Danne, Sagnac, Costanzo und Negro, G. C. Schmidt, Ph. A. Guye usw.), die der Redaktion zugehen und von ihr je nach den Umständen entweder vollständig oder im Auszuge übersetzt und veröffentlicht werden, und schließlich populäre Abhandlungen, die das Verständnis für die theoretische und praktische Bedeutung der Radioaktivität in weiteren Kreisen, besonders bei den Ärzten, verbreiten sollen. An das Ausland richten sich die in französischer Sprache geschriebenen Originalarbeiten spanischer Fachleute. So finden sich in den bereits erschienenen Heften Abhandlungen von Muñoz del Castillo über den gegenwärtigen Stand der Erforschung der Radioaktivität der spanischen Mineralquellen und über die Stellung der Edelgase und Emanationen im periodischen System der Elemente, von Muñoz del Castillo und Díaz de Rada eine Untersuchung über die zeitliche Änderung der elektrischen Leitfähigkeit radioaktiver Wässer bei konstanter Temperatur, eine Arbeit von Madrid Moreno über die Anwendung radioaktiver Prozesse zur histologischen Erforschung des Nervensystems und eine Reihe von Mitteilungen über die Radioaktivität spanischer Mineralquellen von Muñoz del Castillo, Díaz de Rada, Bolívar Pieltain und Morales Chofré.

Die Berichterstattung über die Fortschritte der Radioaktivität in Deutschland hat der unterzeichnete Referent übernommen und bittet daher, ihn bei dieser Aufgabe durch Übersendung der neueren Publikationen zu unterstützen (Adresse Dr. Werner Mecklenburg, Clausthal i. H., Bergakademie).

Werner Mecklenburg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Gießen Dr. K. Feist für Chemie, an der Universität Wien Dr. Emil Abel für physikalische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Hermann Leuchs für Chemie, an der Universität Bonn Dr. Bernhard Grebe für Astronomie und Dr. August Bernoulli für Physik, an der Universität Würzburg Dr. Johann v. Halbau für Chemie.

Ernannt: J. E. Purvis zum Lecturer für Anwendung der Chemie und Physik auf Hygiene an der Universität Cambridge, Dr. J. L. Simonson, Assistant lecturer und Demonstrator an der Universität Manchester zum Professor der Chemie an der Universität Madras, Dr. Otto Tetens in Frankfurt a. M. zum Observator des Aeronautischen Observatoriums in Lindenberg bei Berlin, der ord. Prof. der Mathematik an der Universität Zürich Dr. Erhard Schmidt in gleicher Eigenschaft an der Universität Erlangen als Nachfolger von Prof. Dr. Paul Gordan, der Privatassistent am 1. chemischen Institut der Universität Berlin Dr. Konrad Bartelt zum ord. Professor der Chemie an der Universität Peking.

Berufen: Der Privatdozent für Geophysik an der Universität Berlin Professor Dr. Friedrich Bidlingmaier an das Marineobservatorium in Wilhelmshaven.

Rücktritt vom Lehramt: Der ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Jonathan Zenneck behufs Übernahme einer leitenden Stellung bei der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Mathematik an der Universität Berlin Dr. Issai Schur, dem Privatdozenten für Astronomie an der Universität München Dr. Ernst Großmann, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität München Dr. Heinrich Wieland, dem Privatdozenten für Physik an der Universität Würzburg Dr. Friedrich Harms, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Würzburg Dr. Hermann Pauli, dem Observator am meteorologischen Observatorium in Berlin Dr. Gustav Schwalbe der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie und Toxikologie an der Universität Lausanne Dr. Heinrich Brunner, der ord. Professor der Chemie an der Universität Halle Dr. Jakob Volhard, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Berlin Dr. Karl Schotten, der frühere Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Professor Dr. Friedrich Kohlrausch.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have other vols